PARIJS

C.N.R.S. A.O. 9293

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT
ES-SCIENCE PHYSIQUE

présentée à L' UNIVERSITE PARIS-VI

par **Maurice HAGUENAUER**

pour obtenir le grade de
DOCTEUR Es-SCIENCES

Mesure des sections efficaces d'interactions de neutrinos et d'antineutrinos sur nucléons

SOUTENUE LE 21 DECEMBRE 1973
DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN
PRESIDENT : **JEAN TEILLAC**
EXAMINATEURS
BERNARD P. GREGORY
ANDRE LAGARRIGUE
JACQUES PRENTKI

C.N.R.S. A.O. 9293

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT
ES-SCIENCE PHYSIQUE

présentée à L' UNIVERSITE PARIS-VI

par **Maurice HAGUENAUER**

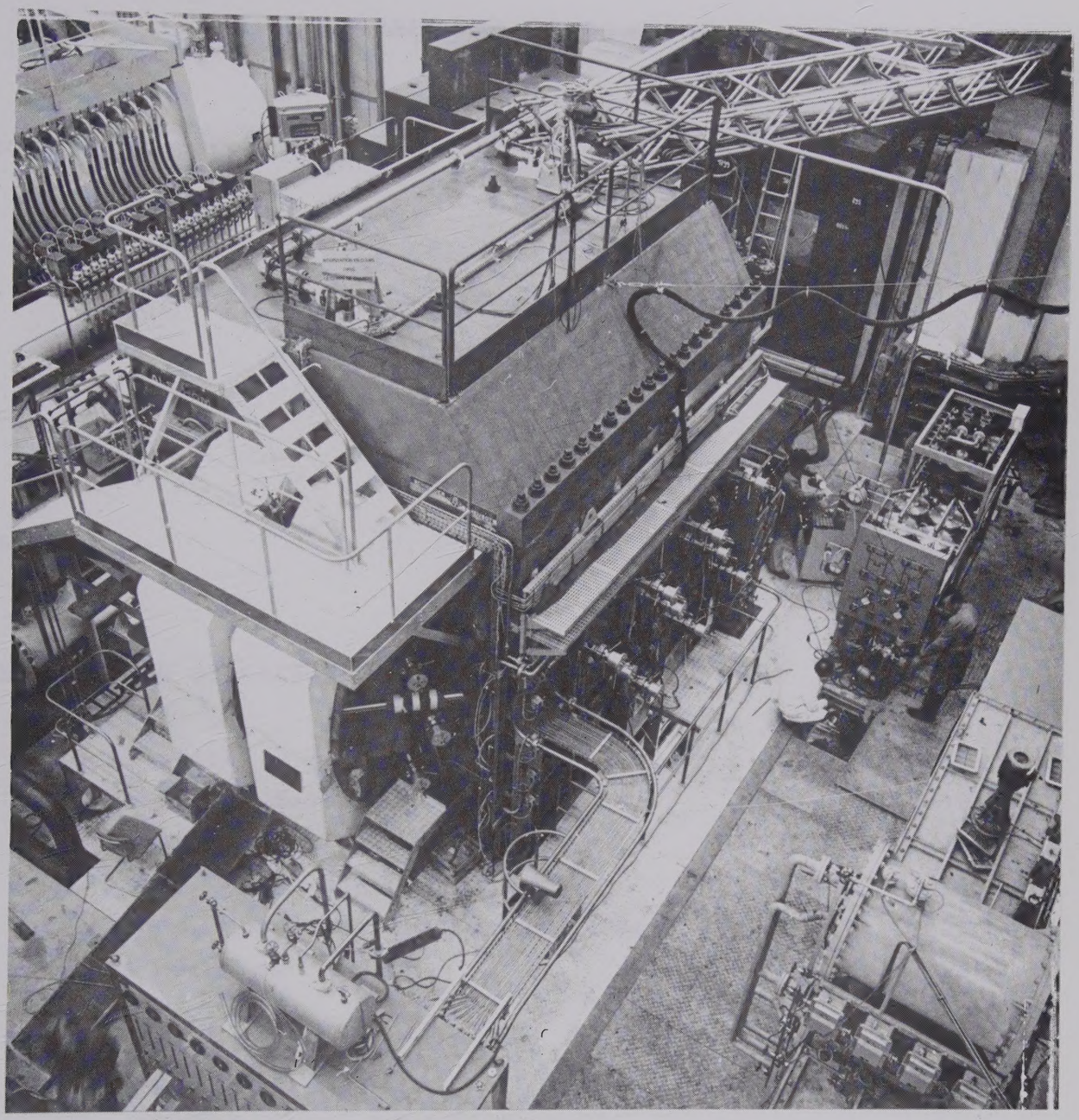
pour obtenir le grade de
DOCTEUR Es.SCIENCES

Mesure des sections efficaces d'interactions de neutrinos et d'antineutrinos sur nucléons

SOUTENUE LE 21 DECEMBRE 1973
DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN
PRESIDENT : **JEAN TEILLAC**
EXAMINATEURS
BERNARD P. GREGORY
ANDRE LAGARRIGUE
JACQUES PRENTKI

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A Bernadette,
Christophe et Pierre.



Vue d'ensemble de Gargamelle

TABLE DES MATIERES

NTRODUCTION GENERALE . 1

PREMIERE PARTIE : FAISCEAU NEUTRINO

-:-:-:-:-

NTRODUCTION . 5

. - CONSTRUCTION DU FAISCEAU NEUTRINO . 11

1. Ejection . 11
2. Transport des protons . 12
3. La cible . 12
4. Focalisation des particules . 15
5. Tunnel de désintégration des mésons . 22
6. Le blindage . 25

. - FORME DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRINOS . 29

1. Principe de calcul . 29
2. Reconstruction de la trajectoire des muons dans le blindage . 31
3. Mesure du spectre de production des π et K . 33
   - 3.a - Appareillage . 33
   - 3.b - Résultats et corrections . 35
   - 3.c - Extrapolation de 24 à 26.3 GeV/c . 37

III. - MESURE DU FLUX DES MUONS . 41

1. Les détecteurs . 41
1.a - Principe de fonctionnement . 42
1.b - Avantages . 47
1.c - Calibration absolue . 47
1.d - Calibration relative . 51
2. Enregistrement des données . 52
2.a - Appareillage . 52
2.b - Fonctionnement . 52

IV. - DETERMINATION DU FLUX NEUTRINO ET ANTINEUTRINO . 61

1. Normalisation du spectre de neutrino . 61
2. Erreurs sur le spectre . 63
3. Vérification à partir des sections efficaces élastiques . 64
4. Spectre de ν_e et $\bar{\nu}_e$. 64

conclusion

DEUXIEME PARTIE : ANALYSE DES EVENEMENTS

-:-:-:-:-:-:-

INTRODUCTION . 69

I. - DETECTION ET RECONSTRUCTION DES INTERACTIONS DE NEUTRINOS

1. Le détecteur - Gargamelle . 71
   1.a - Description de la chambre à bulles . 71
   1.b - Avantages . 75
   1.c - Déroulement de l'expérience . 77
2. Dépouillement des photos et mesures des événements . 78
   2.a - Description de l'appareillage . 78
   2.b - Critères de dépouillement . 79
   2.c - Identification des particules . 80
   2.d - Précision des mesures . 81

II. - DETERMINATION DU LOT D'EVENEMENTS . 85

1. Cinématique de l'interaction . 85
2. Bruit de fond des interactions simulant un muon dans l'état final . 92
   2.a - Interactions de particules chargées entrantes . 92
   2.b - Interactions de particules neutres entrantes . 95
3. Bruit de fond de ν ($\bar{\nu}$) dans le flux de $\bar{\nu}$ (ν) . 97

III. - RESULTATS EXPERIMENTAUX . 99

1. Corrections à l'énergie visible . 99
1.a - Correction de rayons γ manquants . 99
1.b - Correction due aux neutrons . 100
- Fraction de l'énergie du neutron déposée lors de son interaction . 102
- Correction due aux neutrons non visibles . 104
1.c - Estimation de l'énergie des traces non mesurables . 106
1.d - Ambiguité π/proton . 108
2. Sections efficaces totales . 108
2.a - Distorsion du spectre en énergie . 110
2.b - Résultats - Ajustement linéaire . 110
2.c - Rapport des sections efficaces . 114
3. Valeur moyenne de Eμ/E . 114
3.a - Choix du muon . 114
3.b - Résultats . 116

CONCLUSION . 119

TROISIEME PARTIE : INTERPRETATION THEORIQUE

-:-:-:-:-:-:-

INTRODUCTION . 121

I. - SECTIONS EFFICACES DES INTERACTIONS SEMI-LEPTONIQUES . 123

1. Section efficace différentielle . 123
2. Invariance d'échelle "Scaling" . 126
3. Rapport des sections efficaces . 128
4. Fonctions de structure . 130
5. Limites sur les valeurs moyennes de Eμ/Eν . 133

II. - STRUCTURE DU NUCLEON . 135

1. Modèle des partons . 135
   1.a - Description du modèle . 135
   1.b - Spin . 137
2. Modèle des quarks . 139
3. Règles de somme . 142
   3.a - Règles de somme propre aux neutrinos 142
   3.b - Comparaison avec l'électro-production . 143
4. Contribution des différents constituants . 146
   4.a - Contribution de gluons, quarks étranges et antiquarks . 146
   4.b - Proportions dans un modèle d'équipartition . 147

III. - DEVELOPPEMENTS RECENTS . 151

1. Théories renormalisables . 151
2. Modèle de Weinberg . 152
3. Conséquences pour la structure du nucléon . 153

CONCLUSION GENERALE . 157

Appendice 1 . 161
Appendice 2 . 165
Réferences . 167
Liste des figures . 177
Remerciements . 182

INTRODUCTION

-:-:-

L'hypothèse du neutrino a été émise en 1933 par Pauli (Réf. O.1) pour satisfaire aux lois de conservation de l'énergie et du moment angulaire dans les désintégrations β. Cette particule devait être électriquement neutre, de masse très petite, de spin 1/2 et avoir une interaction très faible avec la matière. Il a fallu attendre jusqu'en 1953 pour que son existence soit confirmée par la mise en évidence de la réaction $\bar{\nu}p \rightarrow ne^+$ auprès de la pile atomique de Los Alamos par Cowan et Reines (Réf. O.2).

En 1934, Fermi établit sa théorie de la désintégration β (Réf. O.3) ; elle se généralisa ensuite à l'ensemble des interactions faibles. La non conservation de la parité, suggérée par Lee et Yang en 1956 (Réf. O.4) et confirmée expérimentalement par Madame Wu (Réf. O.5), a conduit à la formulation de la théorie V-A des interactions faibles (Réf. O.6).

Le lagrangien défini dans cette théorie décrit l'ensemble des interactions faibles à faible transfert ; il est intéressant de vérifier sa validité à plus haute énergie. Les expériences avec les neutrinos produits dans les désintégrations de mésons auprès des accélérateurs ont conduit à la mise en évidence de l'existence de deux neutrinos ν_μ et ν_e (Réf. O.7), à des résultats préliminaires sur les sections efficaces d'interaction de ν_μ (Réf. 2.3) et aux mesures des facteurs de forme élastiques.

L'accroissement du nombre d'événements dû à l'amélioration du faisceau neutrino et surtout grâce à l'arrivée de la grande chambre à bulles Gargamelle a permis de démarrer une nouvelle génération d'expériences neutrinos.

Gargamelle a permis également de réaliser pour la première fois une expérience d'antineutrinos avec un taux raisonnable d'événements observés.

La connaissance de la variation avec l'énergie des sections efficaces neutrino et antineutrino permet de vérifier l'hypothèse d'invariance d'échelle mise en évidence dans les expériences d'électroproduction. La mesure du rapport des sections efficaces antineutrino et neutrino est fondamentale d'une part pour l'étude des interactions faibles et d'autre part pour la compréhension de la structure des hadrons. En effet, le neutrino n'ayant que des interactions faibles, à des tranferts d'énergie suffisamment élevés il joue le rôle de sonde pour explorer la structure du nucléon.

Nous commençons par décrire la réalisation de faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos. Une méthode sûre pour obtenir le flux de neutrinos dans le détecteur consiste à mesurer le flux de muons associés aux neutrinos dans les désintégrations de mésons. La mesure du spectre en énergie des neutrinos représente, par les moyens mis en oeuvre et l'effort d'analyse nécessaire, une véritable expérience dans l'expérience.

Ensuite, nous décrivons l'analyse des événements observés. Outre le gain en quantité, l'utilisation de Gargamelle s'accompagne d'un gain en qualité, dans le sens que le lot d'interactions est plus pur que dans les expériences précédentes et les corrections à apporter sont minimes. Parmi les nombreux résultats déjà obtenus dans cette expérience, nous reportons ici les sections efficaces totales d'interactions et la fraction de l'énergie totale emportée par le muon.

Nous nous efforçons ensuite d'interpréter ces résultats dans le cadre de la théorie classique des interactions faibles. Nous essaierons aussi d'en tirer des conclusions sur la structure du nucléon en utilisant le modèle des "quarks-partons". Nous étudierons également les éventuels changements dûs à l'observation dans cette même expérience d'interactions en faveur de l'hypothèse des courants neutres dans le cadre de nouveaux modèles unifiant les interactions faibles et électromagnétiques.

PREMIERE PARTIE

-:-:-

INTRODUCTION

-:-:-

La production de neutrinos et d'antineutrinos se fait lors des désintégrations leptoniques ou semi-leptoniques des mésons produits lorsque les protons de l'accélérateur tapent sur une cible, principalement :

$$\left.\begin{matrix} K^{\pm} \\ \pi^{\pm} \end{matrix}\right\} \rightarrow \mu^{\pm} \quad \nu_{\mu} \quad (\quad \bar{\nu}_{\mu} \quad)$$

suivant le schéma de principe de la figure 1.1

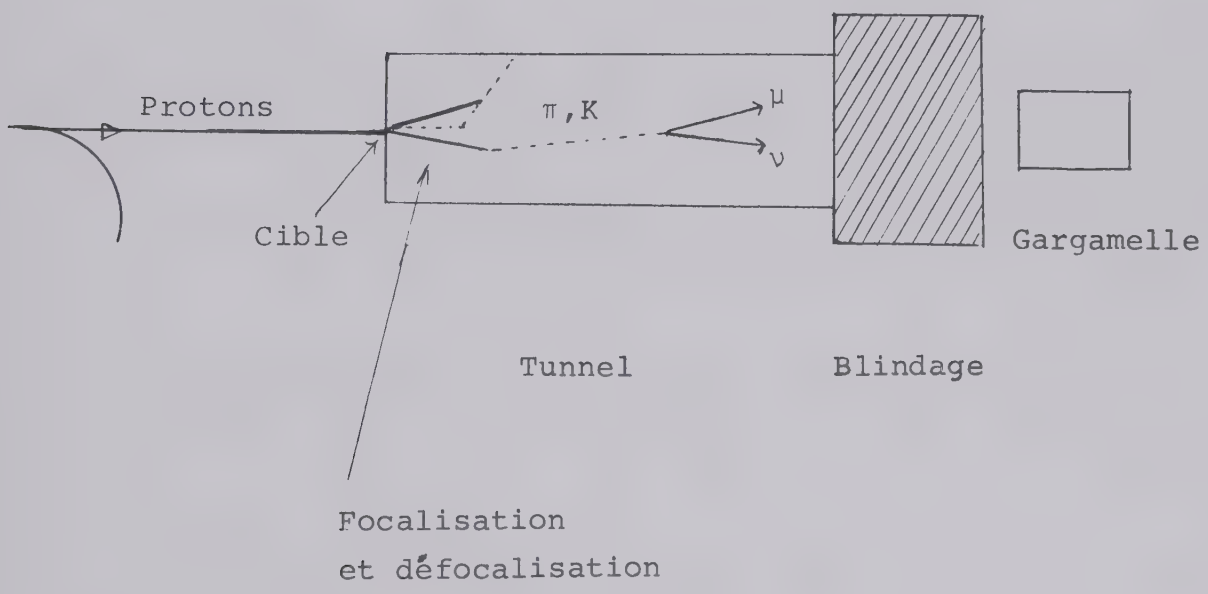


Fig. 1.1 - Principe de production des neutrinos

Aux énergies actuelles de l'accélérateur du CERN, le nombre d'interactions de neutrino est encore limité ; le but du faisceau neutrino est alors de focaliser au maximum les π et K dans la direction du détecteur. Les faisceaux des expériences neutrino précédentes du CERN de 1963-64 (Ref. 1.1) et 1967 (Réf. 1.2) ont été une première tentative dans cette direction. L'optimum du flux de neutrinos ne peut être atteint pour toutes les énergies à la fois. A partir de 1969, en vue de l'arrivée de la chambre à bulles Gargamelle pour une génération nouvelle d'expériences neutrino, l'ensemble du faisceau a été reconçu pour l'optimiser à hautes énergies.

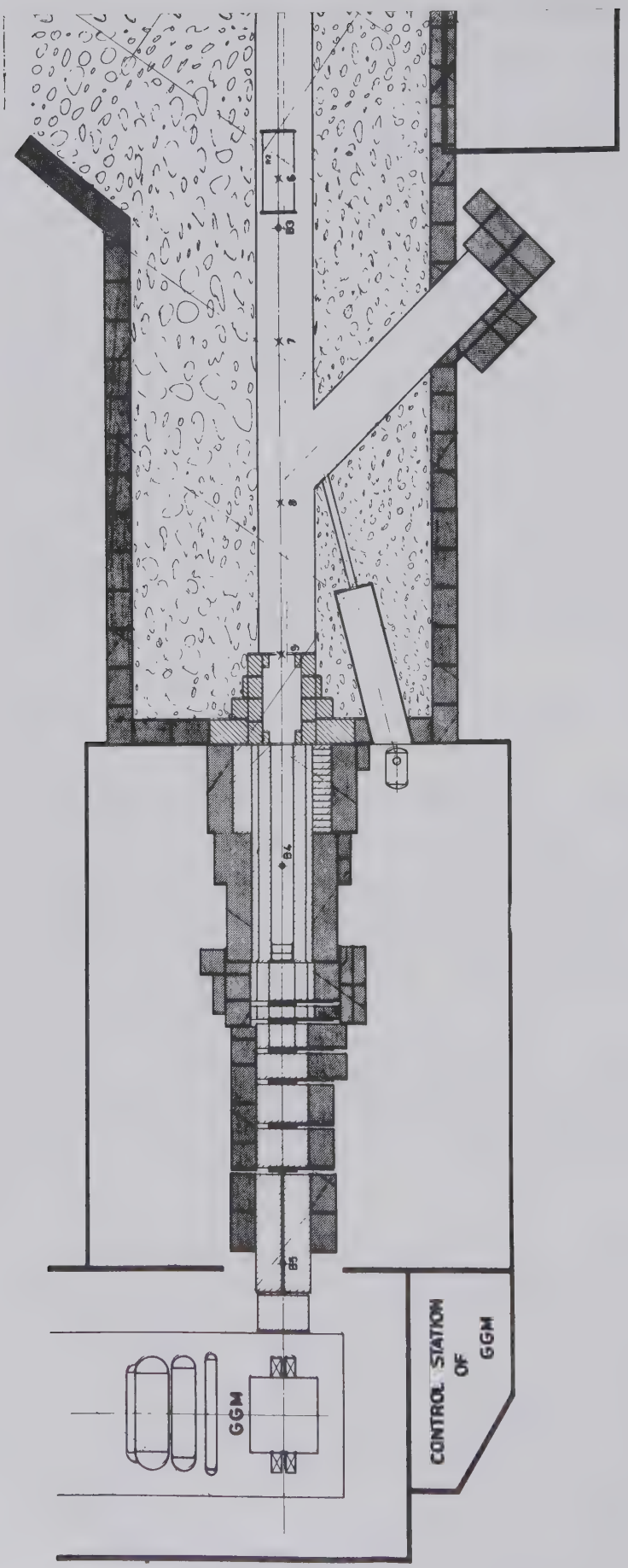
Le neutrino n'ayant que des interactions faibles, une méthode sûre pour mesurer leur nombre et déterminer des sections efficaces d'interaction, est la mesure des produits de désintégration associés aux neutrinos.

Notre méthode consiste en deux étapes :

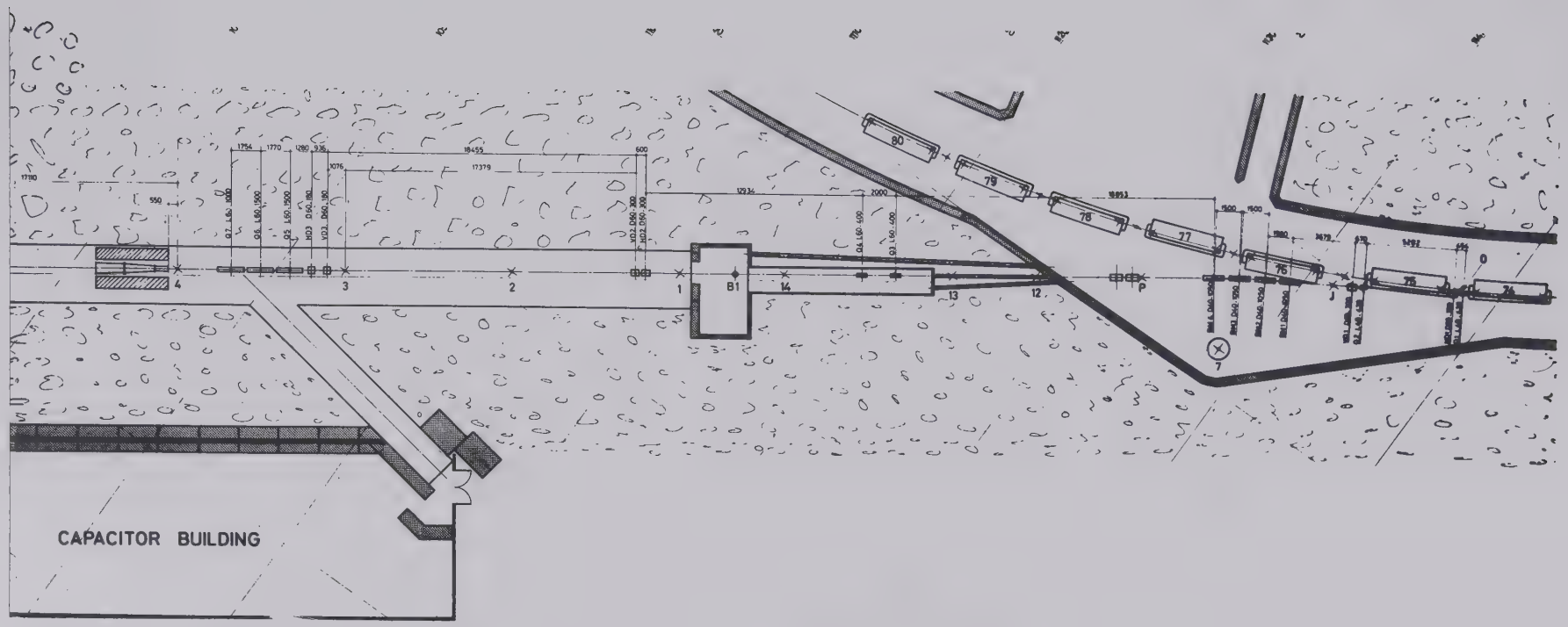
- la simulation par programme des désintégrations de mésons, en injectant aussi complètement que possible les conditions expérimentales de façon à reproduire fidèlement dans l'absorbeur le flux de muons associés aux neutrinos. A ce stade, on détermine la forme du spectre en énergie des neutrinos.

- la mesure et l'enregistrement de ce flux de muons tout au long de l'expérience en plusieurs points de l'absorbeur.

La synthèse de ces deux étapes fournit le nombre absolu de neutrinos traversant le détecteur en fonction de l'énergie. Par rapport aux expériences précédentes, deux améliorations substantielles ont été apportées : la mesure indépendante du spectre de production des mésons π et K et l'enregistrement automatique et continu du flux de muons dans l'absorbeur.



- fig. 1.2. Faisceau neutrino -


CAPACITOR BUILDING
B1
80
79
78
77
76
75
74
4
3
2
1
14
13
12
7

CHAPITRE I

-:-:-

CONSTRUCTION DU FAISCEAU NEUTRINO

Les travaux pour la construction du faisceau neutrino ont commencé en 1969, en vue de réaliser les expériences neutrino proposées avec la chambre à bulles Gargamelle. A cette époque, le faisceau neutrino du CERN pouvait être seul capable de fournir les neutrinos de haute énergie en grand nombre. Ceci ajouté aux types d'expériences proposées nous a amenés à faire un certain nombre de choix et à réétudier entièrement certains éléments du faisceau.

1. Ejection des protons

Les protons tournent dans l'anneau du PS du CERN répartis en 20 paquets. Pendant leur phase d'accélération, l'oscillation bétatronique leur fait éviter le champ magnétique de l'aimant de déflexion ("septum") situé dans la section 74 du PS. Quand ils ont atteint l'énergie voulue, on leur communique une petite impulsion, par l'intermédiaire d'un autre aimant ("kicker") situé dans la section droite 97, qui les fait passer dans le "septum" qui les dirige vers le premier doublet de quadrupôles du faisceau secondaire (Ref. 1.2). Le taux de répétition du PS est de 2 secondes.

Pour avoir un flux raisonnable de neutrinos, nous devons fonctionner avec l'intensité maximum de protons disponible. Les expériences parallèles qui prennent 1 ou 2 paquets de protons provoquent des irrégularités de l'éjection ; les fluctuations induites nous obligent à mettre des facteurs de sécurité sur les autres éléments du faisceau.

2. Transport des protons

La figure 1.2 montre l'emplacement des différents aimants de déplacement dans le plan horizontal (HD_i) et dans le plan vertical (VD_i) des quadrupoles de focalisation (Q_i) et des aimants de déflexion horizontale (BM_i) qui ne servent qu'à ramener le faisceau dans l'axe de la chambre à bulles. Compte tenu des contraintes géométriques, l'emplacement des quadrupoles et des aimants a été choisi de façon à avoir la souplesse maximum au niveau de la cible. On exige un profil de faisceau étroit ($\phi \simeq 2$mm) pour pouvoir utiliser une cible mince pour les raisons que nous allons discuter plus loin ; on exige aussi la possibilité de réaliser des déplacements latéraux et angulaires indépendants sur la cible, à cause des irrégularités mentionnées plus haut. La longueur totale du faisceau éjecté est de 77 m, il se propage dans un tube de plexiglass, sous un vide de 1 torr et de diamètre 6 cm dans les éléments, 12 cm dans les espaces libres. Entre chaque couple de quadrupoles est placé un écran fluorescent au sulfure de zinc amovible et visualisé sur un écran de télévision. L'ensemble sert à ajuster l'alignement et la forme du faisceau de protons.

3. La cible

Le choix de la cible a été fait en vue de produire le maximum de mésons π et K ; il faut donc trouver l'optimum entre la meilleure absorption des protons du faisceau incident et l'absorption minimum des mésons secondaires. On choisit alors une cible de profil identique à celui du faisceau de

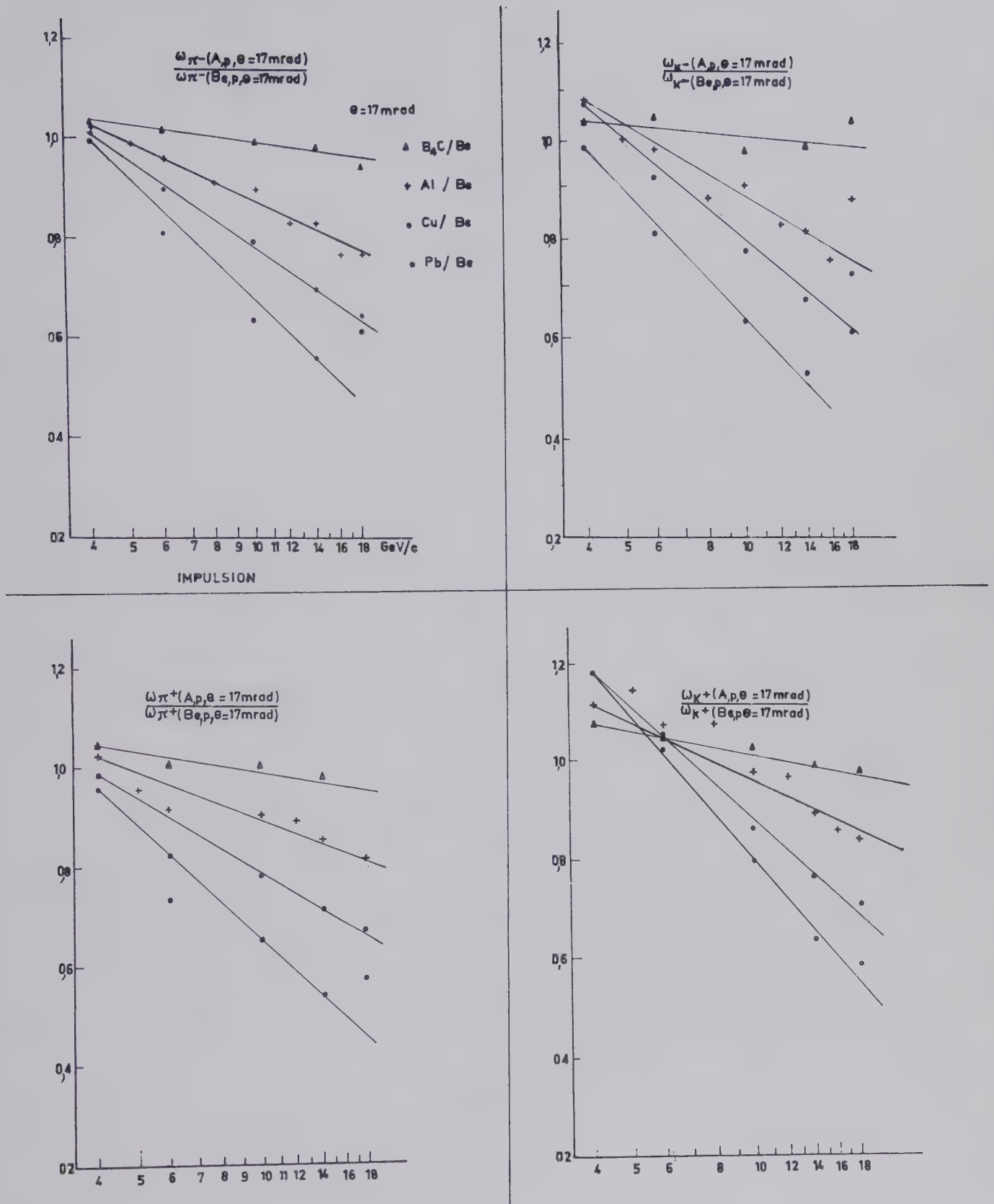


Fig 1.3 Production π et k par rapport au Beryllium

protons avec un facteur 2 de sécurité dû aux instabilités du faisceau de protons. Deux cibles ont été utilisées : l'une, cylindrique, de diamètre 5 mm et l'autre, conique, de diamètre 3 mm au début, 5 mm à la fin. Cette dernière a été une tentative de reproduire une légère divergence du faisceau de protons à ce niveau, mais on n'a pas observé de gain sensible par rapport à la première forme.

Pour vérifier le centrage du faisceau éjecté sur la cible, deux thermocouples ont été installés pour mesurer les différences de température haut/bas et droite/gauche. Ils n'ont pas donné entièrement satisfaction à cause du réglage de zero rendu difficile par la proximité de la corne magnétique (courants élevés). Les réinteractions à l'intérieur du noyau diminuent la production de mésons $\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$; la figure 1.3 nous montre le rapport de production de $\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$ à différentes impulsions pour différentes cibles par rapport au Beryllium (ces résultats sont obtenus à partir de l'expérience de mesure du spectre de production décrite plus loin (Ref. 1.16). Notre choix s'est alors fixé sur une cible en Beryllium et de longueur 90 cm de façon à ce que 95 % des protons interagissent.

La distance d entre la cible et le détecteur est un compromis entre la longueur de désintégration disponible pour les mésons et l'angle solide suivant lequel on voit la chambre à bulles à partir de la cible. Pour optimiser le paramètre d et fixer ainsi l'emplacement de la cible, on utilise le programme de simulation qui sera décrit plus loin et on détermine la variation du flux de neutrinos en fonction de d. L'optimum n'est pas le même pour différentes énergies de neutrinos ; à ce niveau, nous faisons déjà le choix d'optimiser à haute énergie : $d \simeq 90$ m (Ref. 1.3).

4. Focalisation des particules

Pour ramener les mésons produits à grands angles dans la ligne du faisceau, deux réflecteurs ont été installés :

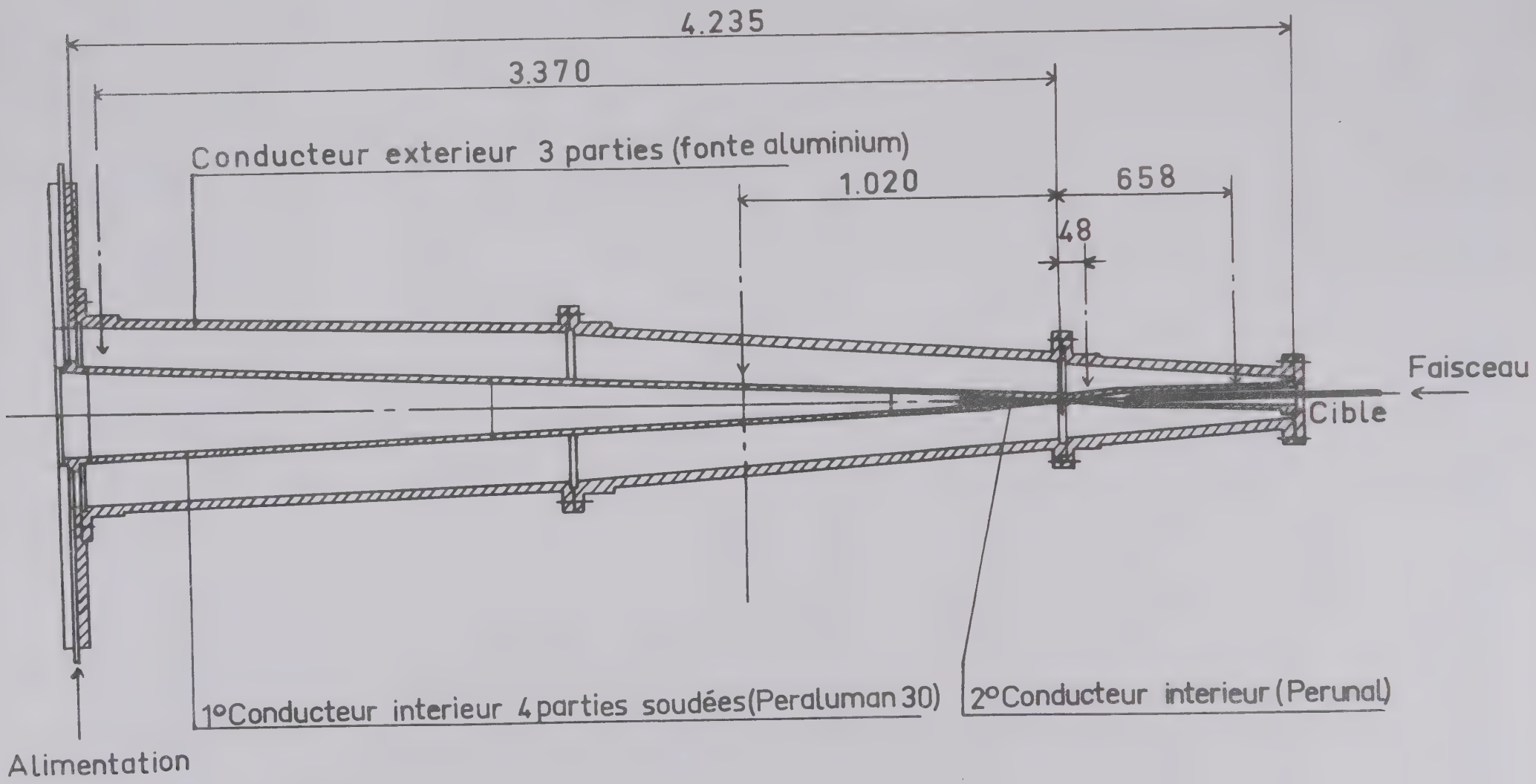
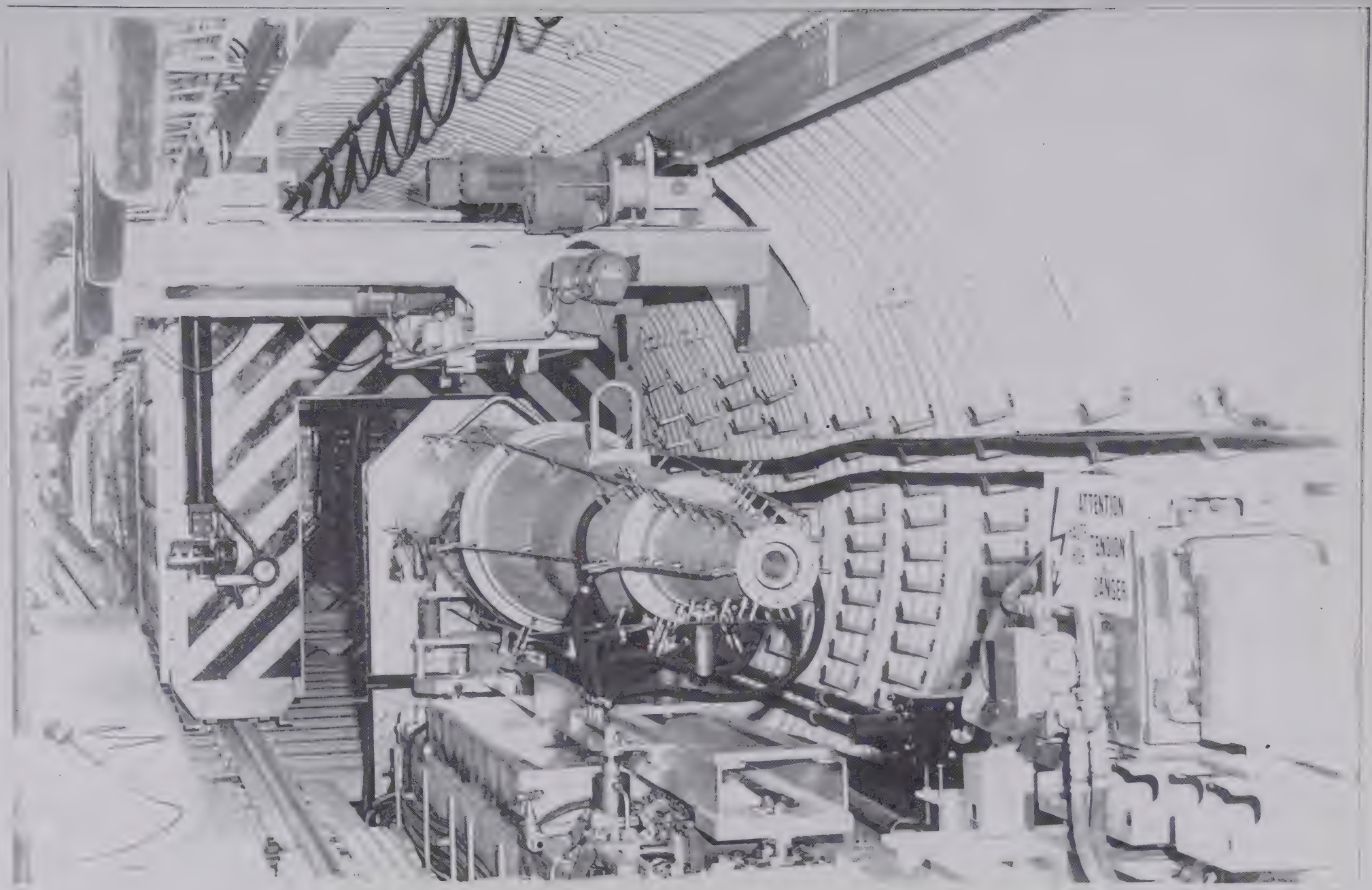


Figure 1.4a_ Schéma de la corne magnétique



Vue de l'interieur du tunnel. la corne magnétique

l'un R_1 (appelé la "corne") directement autour et après la cible, l'autre R_2 16,80 m en aval (Fig. 1.2).

Le principe de la corne magnétique a été énoncé par S. Van der Meer en 1961 (Ref. 1.4). Sur ce principe, un modèle a été redessiné pour focaliser au maximum les particules de haute énergie (Ref. 1.5 et 1.6). Elle est constituée de deux conducteurs coaxiaux dans lesquels le courant circule en sens inverse (Fig. 1.4). Les conducteurs font un faible angle avec l'axe ($\simeq 10°$) de sorte que la direction du champ magnétique est pratiquement orthoradiale (la composante longitudinale a peu d'effet de toute façon) et son module B est différent de zero uniquement dans la zone comprise entre les deux conducteurs.

$$B = 0{,}2 \frac{i}{r}$$

i : courant en kA
r : distance à l'axe en cm

C'est par l'intermédiaire de cette relation et par la mesure du champ magnétique avec une sonde à effet Hall, que l'on mesure le courant dans la corne magnétique et le réflecteur R_2 (Ref. 1.7). La tension aux bornes de la sonde est amplifiée et enregistrée.

Le courant dans la corne s'obtient par décharge d'une batterie de condensateurs. La variation du courant en fonction du temps a la dépendance représentée sur la figure 1.5. Le déclenchement de la décharge est réglé de telle façon que le passage du faisceau ait lieu au moment où le courant est maximum (340 kA).

Le champ est relativement stable pendant le temps de passage des particules ($\sim$ 2 μ sec).

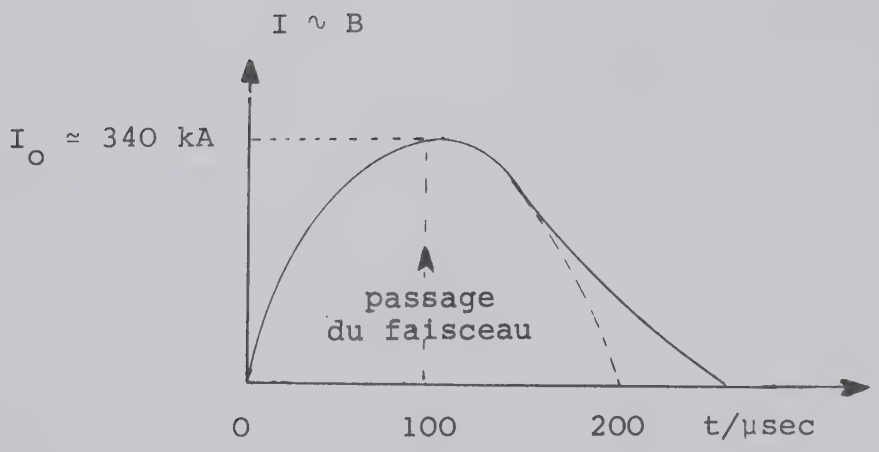


Fig. 1.5 - Courant dans la corne en fonction du temps

Le sens du courant est choisi suivant le signe des particules que l'on veut focaliser, les particules de signe opposé à celles qui sont focalisées se trouvant défocalisées. Ceci a une importance fondamentale pour la réduction du bruit de fond.

L'épaisseur du conducteur interne est fixée à la limite de la résistance aux chocs et de l'échauffement par effet Joule. Elle est de 2 mm dans les parties droites et de 5 mm dans les parties pouvant subir une certaine traction. Ceci nous a amené à prévoir deux cornes de rechange avec un système entièrement automatique d'enlèvement de l'ancienne corne et de mise en place de la nouvelle, afin d'éviter de s'exposer aux radiations induites (Ref. 1.6). L'échauffement est de l'ordre du degré par impulsion; après chaque passage du courant, la corne est refroidie par un jet d'eau recueilli dans un bac situé en dessous.

L'ensemble est monté sur verrins ; on peut réaliser des déplacements horizontaux et verticaux indépendants

aux deux extrémités. La corne est entourée d'un blindage en fer amovible pour atténuer les radiations autour de la cible.

L'expérience a démarré, pour des raisons de commodités, avec les cables d'alimentation connectés en bas seulement. Il en est résulté une asymétrie haut/bas du champ magnétique de 2% au milieu de la corne et de 10% aux deux extrêmités (Ref. 1.8). Cette asymétrie est source d'incertitude supplémentaire pour le flux, de sorte qu'en cours d'expérience, les connections ont été modifiées et réparties uniformément sur la circonférence du conducteur ; les nouvelles mesures de champ ont donné une asymétrie compatible avec zéro.

La figure 1.6 montre en traits pleins les trajectoires d'une particule focalisée d'impulsion 3 GeV/c, émise à différents angles, en pointillés la même particule mais défocalisée.

Le bruit de fond des neutrinos dans les antineutrinos et inversement, provient essentiellement des mésons émis à très petit angle et ne pénétrant pas dans une région de champ magnétique. Ce bruit de fond est gênant si l'on veut vérifier la conservation du nombre leptonique, mettre en évidence la création de leptons lourds ...; il peut être facilement soustrait pour les sections efficaces. On peut cependant le réduire par un facteur 10 en introduisant un absorbeur supplémentaire au niveau du col de la corne.

Le deuxième réflecteur R_2 fonctionne sur le même principe que la corne R_1 (Ref. 1.9) ; il est placé à 16,80 m de la cible, sa géométrie est, par conséquent, différente (Fig. 1.4). Le courant est optimisé en fonction du courant dans R_1 et fixé à 400 kA.

Pour visualiser le gain dû aux deux réflecteurs, nous reportons dans la figure 1.7 le gain en nombre d'événements calculés et le nombre de muons /cm^2 comptés dans des détecteurs placés après différentes épaisseurs de fer, dans

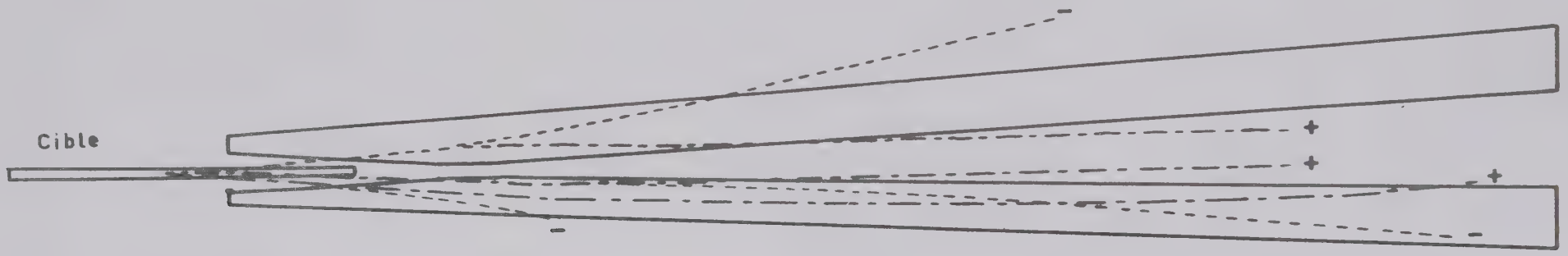
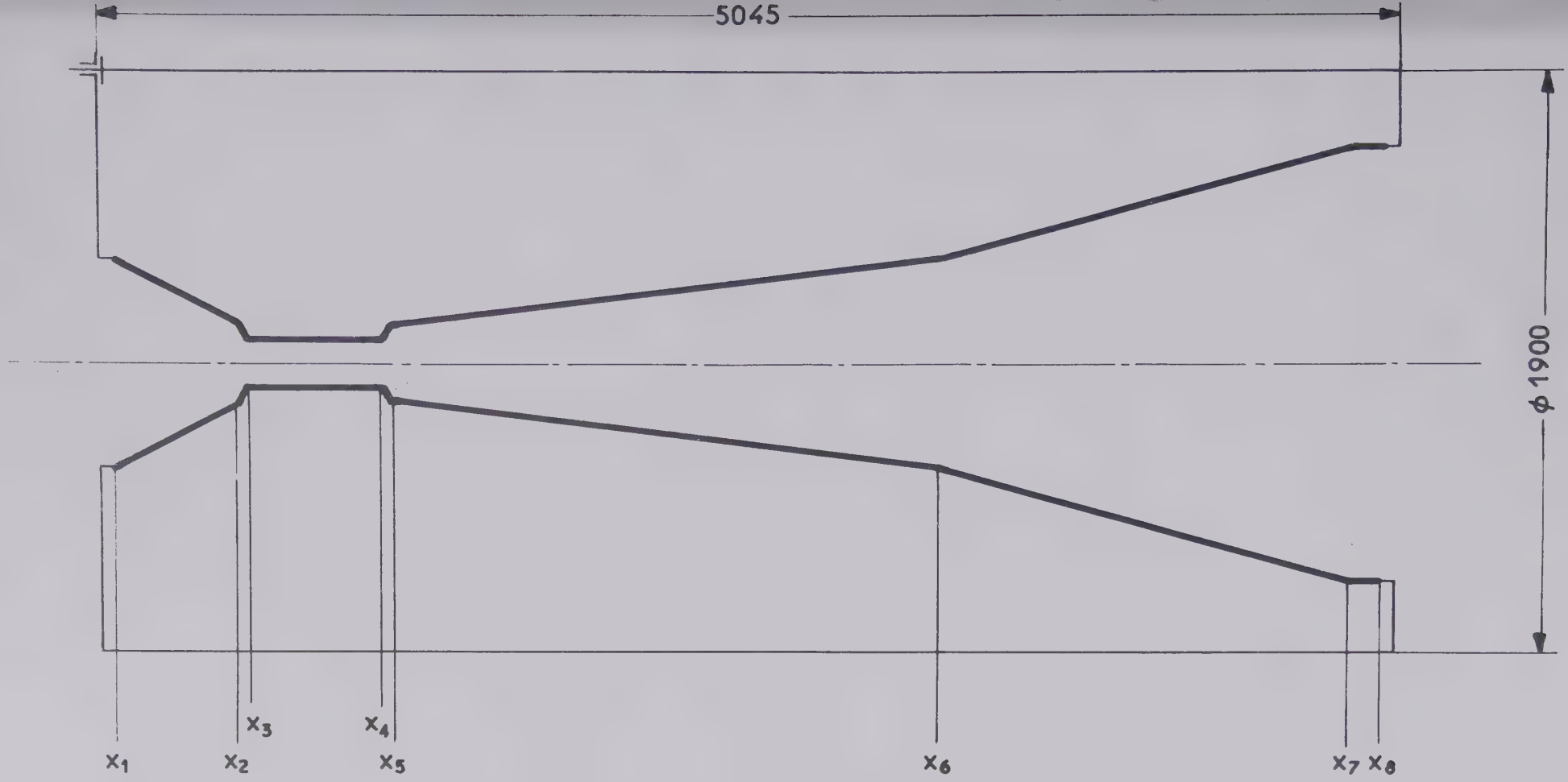


Figure 1.6. Exemple de particules d'énergie 3 GeV émises à différents angles et focalisées (+) ou défocalisées (-).



Distance à la cible (mm)	X_1 16824	X_2 17329,9	X_3 17343,2	X_4 178336	X_5 17847	X_6 20088,8	X_7 21729	X_8 21833
R ex (mm)	4357	150	102	102	152	428	896	896
Epaisseur (mm)	2	5,6	2	4,3	2	3	3	

Fig 1.4 b Représentation en coupe du réflecteur R2

les conditions :

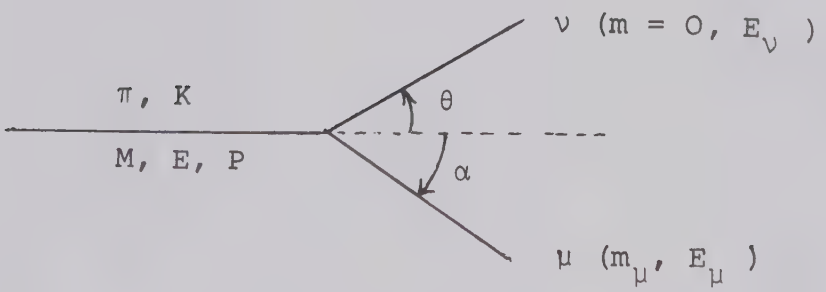
courant dans R_1 (kA)	courant dans R_2 (kA)	nombre d'événements attendus /0.5×10^6 photos ν
340	400	11 500
340	0	5 300
0	400	1 200
0	0	500

Tableau 1.17 a- Illustration du gain dû aux deux réflecteurs

5. - Tunnel de désintégration des mésons π et K

Les neutrinos sont principalement produits dans les modes de désintégration $\pi \rightarrow \mu\ \nu$ ($\simeq 100\%$)

et $K \rightarrow \mu\ \nu$ (63,8 %)



Avec ces définitions, les énergies du neutrino et du muon sont données par la relation :

$$E_\nu = \frac{M^2 - m_\mu^2}{2(E - P\cos\theta)} \quad ; \quad \text{si } \theta = 0 \text{ et } E \gg M \quad \pi, K \rightarrow \begin{cases} E_\nu \simeq \frac{E}{2} \\ E_\nu \simeq E \end{cases} \qquad 1.1$$

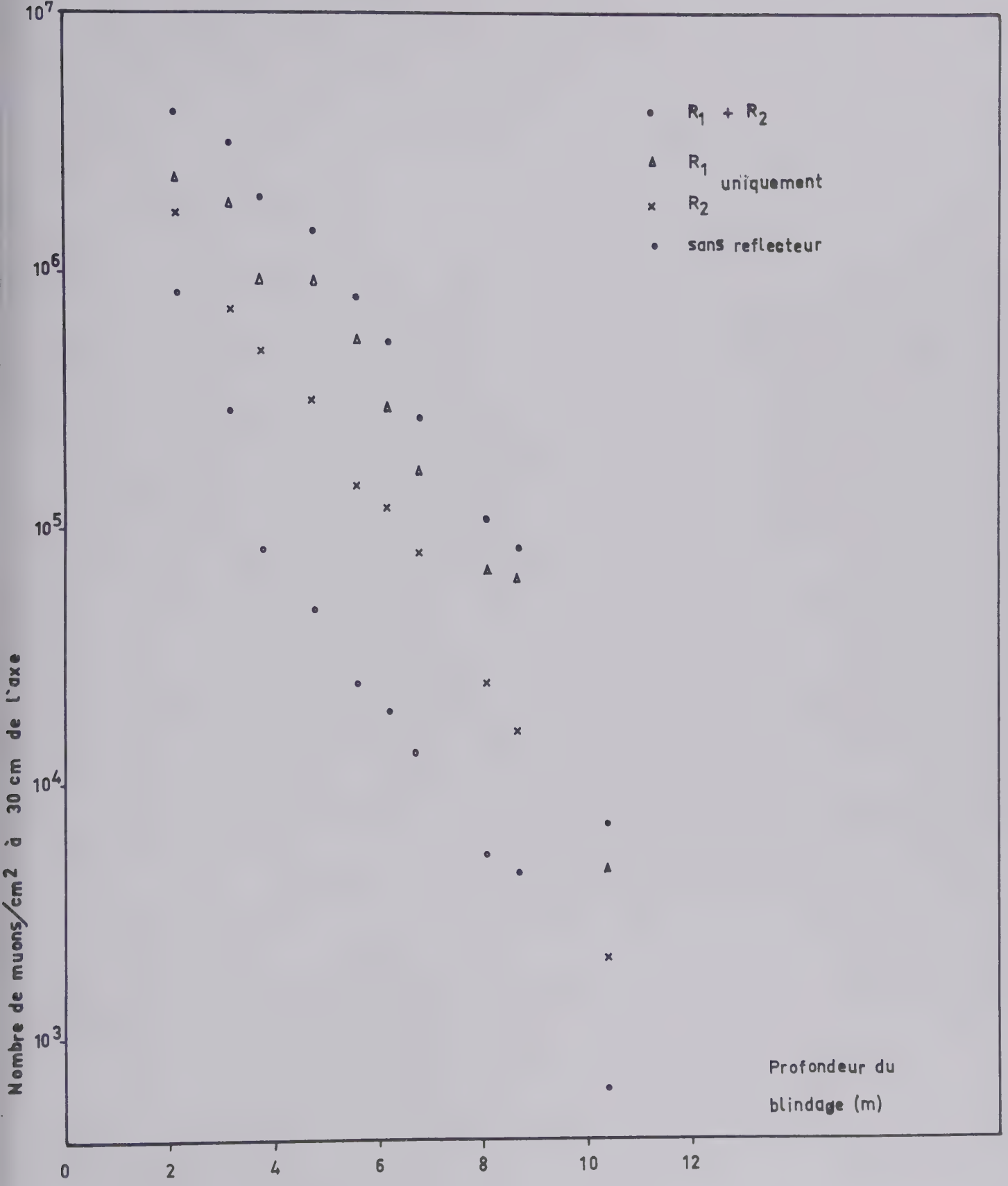


Figure 1.7b_ Illustration du gain dû aux deux reflecteurs

alors que pour $E_\mu >> m_\mu$

$$E_\mu = \frac{M^2}{2(E - P\cos\alpha)} \quad ; \quad \text{à } \alpha = 0 \text{ et } E >> M \quad \begin{matrix} & & E_\mu \simeq E \\ & \pi \nearrow & \\ & K \searrow & \\ & & E_\mu \simeq E \end{matrix} \qquad 1.2$$

Nous remarquons donc très bien que pour une énergie de parents donnée, dans le spectre en énergie, les neutrinos provenant des π seront moins énergiques que ceux provenant des K. Par contre, dans la détection des muons, on ne pourra pas séparer la contribution des muons provenant des désintégrations de π de ceux issus de K. Les distributions angulaires des muons sont plus larges dans les désintégrations de K qu'avec π mais, étant donné que le rapport K/π est de l'ordre de 7% et que le tunnel fait 3,50 m de diamètre, les différences dans les distributions angulaires ne peuvent fournir un moyen de séparer les muons de K de ceux de π. La connaissance de la partie haute du spectre en énergie dépendra donc, en plus, de la mesure du rapport de production K/π.

La longueur optimum L du tunnel a été fixée à 67 m (Ref. 1.3), ce qui nous donne en nombre N de longueurs de désintégration :

$$N = \frac{Lm}{c\tau p}$$

$$N_\pi = \frac{1.2}{p}$$

$$N_K = \frac{8.9}{p}$$

m : masse
τ : durée de vie
p : impulsion en GeV/c
c : vitesse de la lumière

} du méson

Tous les K se seront pratiquement désintégrés alors qu'une partie importante des π viendra intéragir dans le blindage .

A la fin du tunnel, nous avons rajouté un réservoir à eau d'1 m d'épaisseur ; il arrête une bonne partie des hadrons restant mais la radioactivité induite est à durée de vie beaucoup plus courte que pour le fer et ce réservoir diminue ainsi la pollution du site.

6. Le blindage

Pour avoir uniquement des neutrinos qui traversent la chambre à bulles, il faut arrêter les protons n'ayant pas interagi dans la cible, les mésons π et K non désintégrés et surtout les muons qui sont au nombre d'environ 10^{11} à la fin du tunnel (Fig. 1.8). Pour arrêter toutes ces particules, on place devant la chambre la quantité de matière nécessaire. Les hadrons interagiront fortement et seront absorbés très rapidement par interactions fortes (2 m dans le fer). Par contre, les muons ne perdent leur énergie que par ionisation et déterminent l'épaisseur du blindage qui doit être telle que leur nombre dans le détecteur soit de l'ordre de l'unité.

Les exigences concernant l'absorbeur portent sur :

- sa densité qui doit être grande, de façon à avoir une longueur minimum (gain en angle solide pour les neutrinos).
- son homogénéité, de façon à justifier la symétrie cylindrique utilisée dans les calculs.
- l'absence de joints consécutifs parallèles à l'axe.

Le matériau ayant le meilleur rapport performance/prix, est le fer, utilisé sous forme de blocs parallélépipédiques. Chaque bloc a été pesé individuellement et son volume mesuré par immersion. Connaissant alors la densité de chacun, ils ont été répartis de façon à avoir une distribution en densité quasi-symétrique (en moyenne 6.96 g/cm^3) par rapport à l'axe. Lors de la répartition dans les différentes sections, on a évité les joints consécutifs ; les points d'ancrage ont été obstrués également.

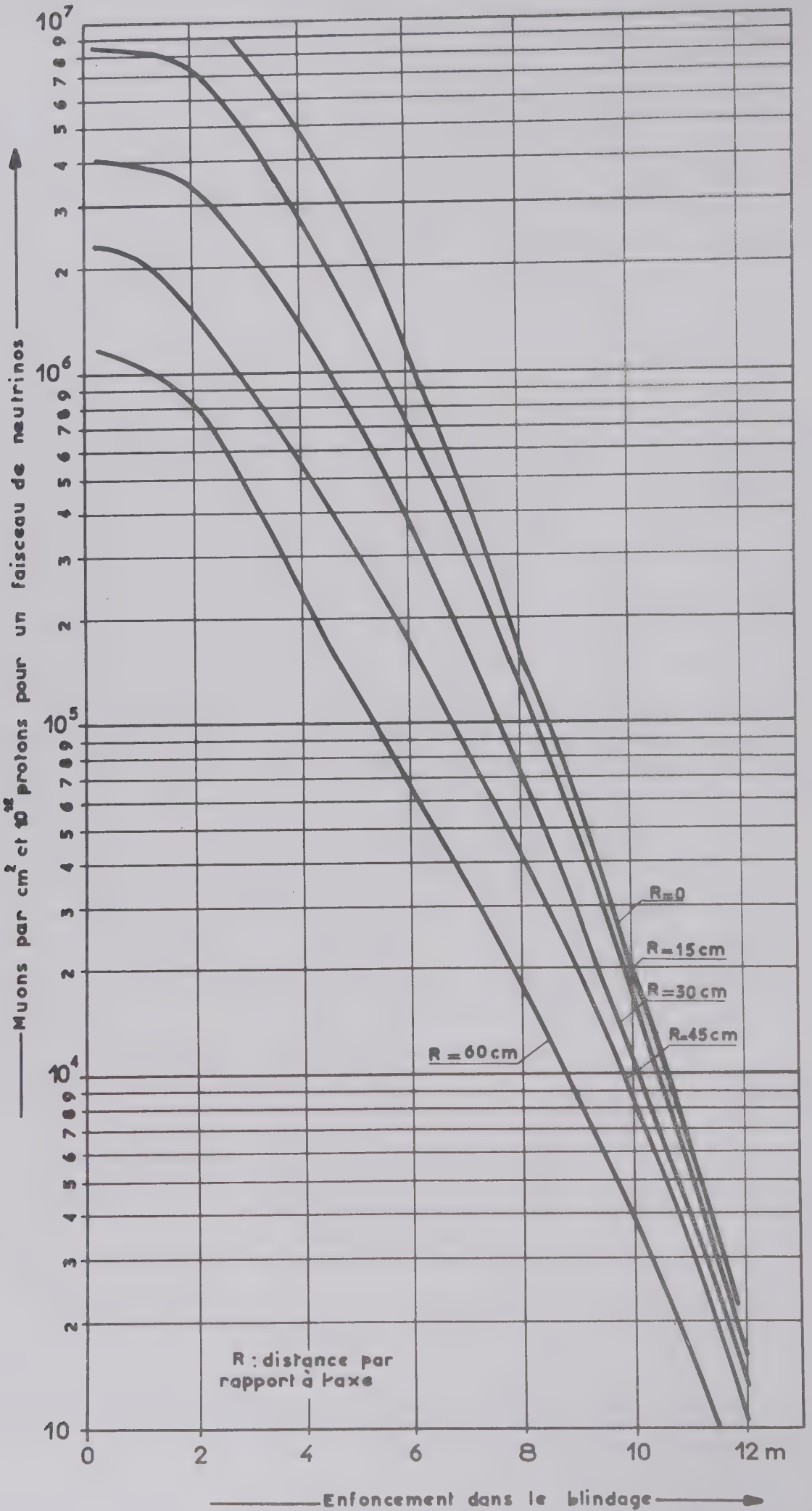

Muons par cm² et 10²⁴ protons pour un faisceau de neutrinos
Enfoncement dans le blindage
R=0
R=15 cm
R=30 cm
R=45 cm
R=60 cm
R : distance par rapport à l'axe
0
2
4
6
8
10
12 m

Fig 1.8

La longueur totale a été fixée à 22 m dont 2,40 m amovibles devant la chambre.

Pendant l'expérience 1971, la présence dans l'axe d'un tube de 6 cm de diamètre rempli de mercure - qui devait permettre le passage de protons de haute énergie - a nécessité la mise en place de blocs de fer plus petits et de densité légèrement supérieure (7.7 g/cm^3, Ref. 1.10). Les détecteurs de muons sont placés dans des cavités de 20 cm de côté, perpendiculaires à l'axe.

Dans l'expérience 1972, la suppression du tube à mercure en amont de tout détecteur de muons a permis de construire un absorbeur plus homogène. Les cavités ont été remplacées par des espaces de 30 cm entre les différentes unités de blocs de fer (Fig. 1.2).

Gargamelle est placée immédiatement après le blindage ; la figure 1.9 montre la dépendance en r (distance par rapport à l'axe) du nombre de neutrinos pour différentes énergies.

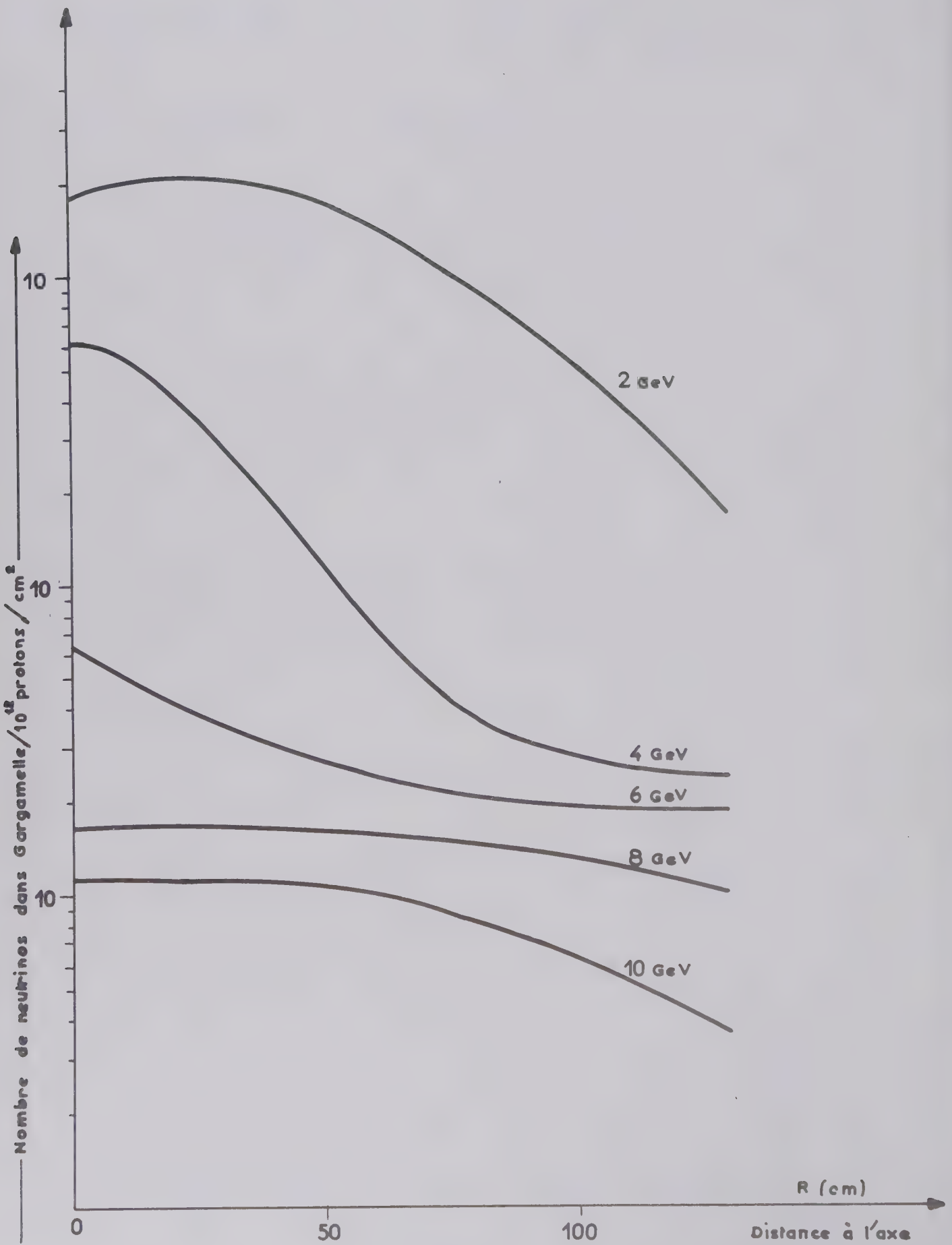

Nombre de neutrinos dans Gargamelle/10^{12} protons/cm^2
10
10
10
2 GeV
4 GeV
6 GeV
8 GeV
10 GeV
R (cm)
0
50
100
Distance à l'axe

Fig 1.9

CHAPITRE II

-:-:-:-

FORME DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRINOS

1. Principe de calcul

Deux types différents de programmes de calcul ont été utilisés (Ref. 1.11 et 1.12) et ils conduisent au même résultat ; nous nous bornerons ici à décrire l'un des deux (Réf. 1.11).

Le calcul de la forme du spectre en énergie des neutrinos consiste à simuler la production de π et de K, à les suivre à l'intérieur du tunnel et à simuler à intervalles réguliers la désintégration :

$$\pi^{\pm} , K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu} \quad (\bar{\nu}_{\mu})$$

Les produits de désintégration sont suivis à leur tour pour voir si le neutrino touche la chambre à bulles et si le muon a une probabilité non négligeable de traverser un ou plusieurs des détecteurs situés dans le blindage.

A chaque stade (production, désintégration ...) sont affectés des poids P_i ; à chaque neutrino ou muon est affecté le produit de ces poids.

Au niveau de la cible, le calcul suppose un faisceau de petit diamètre parfaitement centré sur la cible. Nous avons tenu compte de l'atténuation du nombre de protons en fonction de l'enfoncement dans la cible et de l'absorption des secondaires ; par contre, nous n'avons pas reproduit la production de particules par les mésons secondaires, ceci peut avoir un effet particulièrement en dessous de 2 GeV. A ce niveau, il est fondamental de connaître le spectre de production des mésons π et K, nous reviendrons sur ce point plus loin. On fait varier systématiquement et dans l'ordre l'angle θ de production sur la cible, l'abscisse X sur la cible et l'impulsion p du parent, avec la possibilité de répéter n fois chaque ensemble de valeurs (θ, X, p).

Le parent est ensuite suivi pas à pas en tenant compte de l'absorption dans les éléments rencontrés et de la diffusion multiple dans l'air, et en supposant qu'il existe une symétrie cylindrique. Lors de la traversée des réflecteurs, le champ magnétique est calculé d'après la relation 1.1. Le pas de la désintégration est au choix de l'utilisateur (typiquement 1m), l'angle de la désintégration est tiré au hasard suivant une distribution isotrope dans le centre de masse.

Le muon est suivi à travers les éléments de la même façon que le parent jusqu'à ce qu'il atteigne la paroi ou l'extrémité du tunnel. On calcule ensuite sa probabilité de toucher les détecteurs (voir plus loin).

Pour le neutrino, on calcule l'intersection, avec le volume fiduciaire, du cône qui a pour direction celle du parent et pour angle le rapport des impulsions transverse et longitudinale.

En additionnant pour les différents muons et neutrinos le produit des différents poids, on obtient les formes du spectre de muons dans l'absorbeur et du spectre en énergie

des neutrinos ou antineutrinos. Pour calculer le bruit de fond des neutrinos dans le flux d'antineutrinos, et inversement, on utilise la même procédure en changeant le signe du courant dans les réflecteurs.

2. Reconstruction de la trajectoire des muons dans le blindage

Connaissant la direction et l'impulsion du muon à l'entrée de l'absorbeur, on calcule sa probabilité de toucher chacun des détecteurs pris à tour de rôle.

Son parcours potentiel est fourni d'après les tables de la référence 1.13 ; il est affecté d'un coefficient de straggling tiré au hasard suivant une gaussienne de demi-largeur Δ_s donnée, en moyenne, par (réf. 1.14 et 1.11) :

$$\Delta_s = (0.2p + 3.6) * 0.01$$

p : impulsion du muon en GeV/c

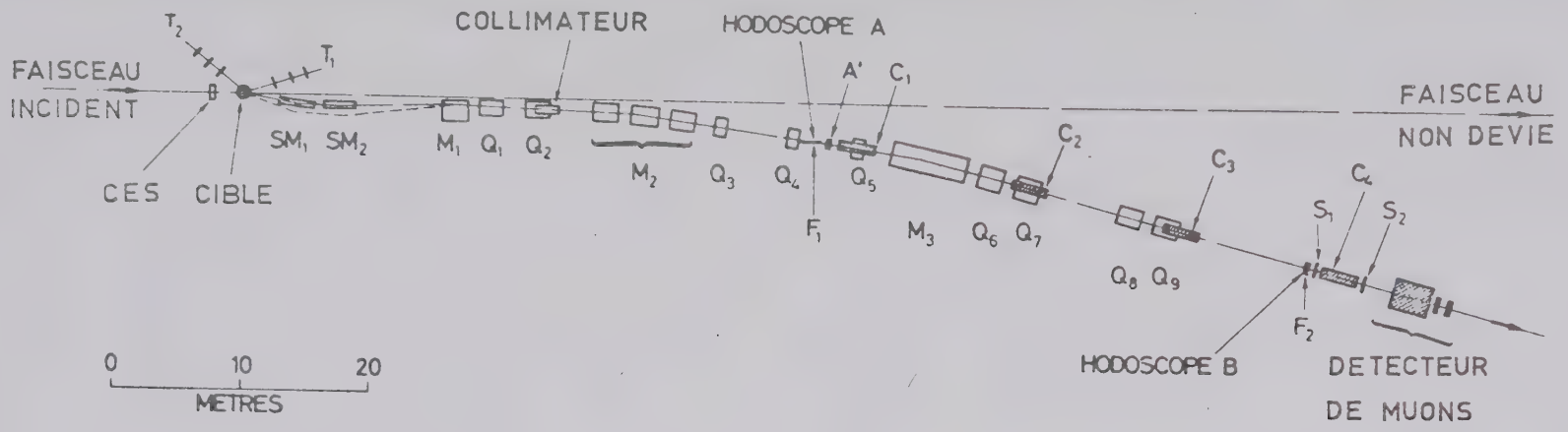
La tache due à la diffusion multiple est une gaussienne de demi-largeur, obtenue par la relation (ref.1.14) :

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{\theta_s^2 (\Delta X)^3}{6}$$

$$\theta_s^2 = \left(\frac{E_s}{\beta c p}\right)^2 \frac{1}{X_o}$$

E_s = 21 MeV
X_o = longueur de radiation
ΔX = petit déplacement dans la direction du muon
p = impulsion du muon

Une vérification de cette méthode a été faite en suivant le muon pas à pas (ref.1.10,15).La probabilité, pour un muon d'impulsion p, en un point de coordonnées x,y,z, de subir une déviation angulaire Θy (Θz) après avoir traversé une épaisseur ΔX d'absorbeur, est donnée par (ref.1.14) :



C CERENKOV

F FOYER

M AIMANT

SM AIMANT DE SELECTION

Q QUADRUPOLE

S SCINTILLATEUR

T TELESCOPE

Figure 1.10 _ SPECTROMETRE DU GROUPE CERN-ROME

$$p\ (\Delta X, y, \theta y) = \frac{2\sqrt{3}}{\theta_s^{\,2}\ \Delta X} \exp\left[- \frac{4}{\theta_s^{\,2}} \left(\frac{\theta y^2}{\Delta X} - \frac{3\ y\theta y}{(\Delta X)^2} + \frac{3y^2}{(\Delta X)^3} \right) \right]$$

Les deux méthodes donnent des taches de diffusion de muons identiques. Les spectres de muons calculés sont représentés sur les figures 1.15.

3. Mesure du spectre de production des π et K (réf. 1.16)

Le spectre de production des mésons représente une donnée essentielle pour le calcul du flux de neutrinos. Dans les expériences neutrino Cern précédentes, le spectre de production de π et K a été obtenu par l'intermédiaire d'une formule empirique dont les paramètres ont été ajustés à la fin (réf. 1.17), ceci ne permettait aucune vérification et donnait de grandes erreurs (réf. 1.17). La mesure du spectre de production permet une vérification interne et permet de réduire les incertitudes, surtout dans la région où les neutrinos proviennent des K.

3.a - Appareillage

Pendant deux semaines, en été 1970, nous avons bénéficié du spectromètre du groupe CERN-ROME (fig. 1.10 et réf. 1.18) pour mesurer le spectre ; la cible à hydrogène ou deutérium est remplacée par une série de cibles lourdes de différentes longueurs afin de choisir la meilleure cible et d'évaluer les effets de réabsorption. Le tableau suivant donne les différentes cibles utilisées, et le résultat du pourcentage d'absorption des protons pour chacune.

Cible	Densité g/cm^3	Epaisseur cm	Absorption %
Be	1.8	1.51	4.2
		5	13.1
		10	24.6
		15	34.5
B_4C	2.52	1.33	4.3
Al	2.7	0.9	2.5
		15	34.0
Cu	8.96	0.41	2.8
		5	30
		15	65.7
Pb	10.9	0.65	3.7

L'expérience a été réalisée avec une éjection lente de protons d'impulsion 24 GeV/c. L'ajustement, le contrôle et la mesure de l'intensité du faisceau incident ont été obtenus par l'intermédiaire d'une chambre à émission secondaire et par deux télescopes T qui comptent une partie des particules secondaires ; leur calibration absolue a été faite en mesurant la radioactivité induite de ^{24}Na dans des feuilles d'aluminium.

Les courants et les positions des deux aimants de déflexion S_A et S_B permettent d'analyser les particules émises à des angles allant de 17 à 127 mrad et d'impulsion de 4 à 18 GeV/c. L'acceptance angulaire est fixée par le collimateur ; dans notre cas, elle a été de 3.3×10^{-6} sterad et a entraîné une incertitude sur l'impulsion de 2,3%.

L'identification des particules π, K, p s'obtient avec une efficacité de 99% dans les compteurs Cerenkov par les coïncidences :

$\underline{C_1}\ \ C_2\ \ \underline{C_3}\ \ C_4 \rightarrow \pi$

$\underline{C_1}\ \ \underline{C_2}\ \ \underline{C_3}\ \ \underline{C_4} \rightarrow K$

$C_1\ \ C_2\ \ C_3\ \ C_4 \rightarrow p$

L'estimation de la contamination en muons se fait d'après le comptage dans le compteur S_3 situé derrière un absorbeur de 2.12 m de longueur.

3.b - Résultats et corrections :

Nous discutons les résultats à l'aide de la fonction $\omega(p,\theta)$ invariante de Lorentz définie par :

$$d^2N = \frac{1}{\sigma}\frac{\delta^2\sigma}{\delta p\ \delta\Omega} dpd\Omega = \omega(p,\theta)\frac{p^2 dpd\Omega}{2E}$$

N : nombre de π,K, produits
σ : section efficace d'absorption dans la cible
θ : angle de production
Ω : angle solide
p,E : impulsion et énergie dans le système du laboratoire.

Trois corrections ont été appliquées essentiellement à $\omega(p, \theta)$ pour tenir compte de :

- l'absorption des particules le long du spectromètre .

La probabilité d'absorption P sur une longueur ℓ est donnée par :

$$P = \Pi \exp\left(-\frac{\ell}{\lambda_i}\right)$$

λ représente la longueur d'interaction de la particule dans l'absorbant en question, elle est donnée par la relation :

$$\lambda_i = \frac{A_i}{\rho_i \mathcal{N} \sigma^i_{inel}}$$

A_i : poids atomique
ρ_i : densité du matériau
$\mathcal{N}$: nombre d'Avogadro
σ^i_{inel} : section efficace inélastique sur noyaux

Les différents matériaux traversés contiennent essentiellement les éléments C,O,H,N pour lesquels σ_{inel} est assez bien connu (air, mylar, scintillateur, éthylène et hydrogène dans les détecteurs Cerenkov à des pressions variables). La correction d'absorption globale varie de 10 à 30 %.

- <u>la désintégration des π et K le long du spectomètre</u>

La probabilité de non-désintégration est donnée par :

$$P = e^{-\frac{\ell m}{c \tau p}}$$

m : masse
τ_i : durée de vie
} π ou K
ℓ : distance cible-détecteur
p : impulsion

Toutes ces valeurs sont connues avec une bonne précision, la correction varie de 2 à 1.1 % respectivement 20 à 2 % pour les π et K d'impulsion 4 à 18 GeV/c.

- le bruit de fond de la production dans l'air autour de la cible

Cet effet a été obtenu en mesurant le spectre de production sans cible. Les données avec cible ont été corrigées en soustrayant les comptages sans cible (≃10%).

Les résultats détaillés pour la fonction $\omega(p, \theta)$ sont publiés dans la référence 1.6. Nous rappelons cependant les résultats de la figure 1.3 qui ont fixé le choix de la cible.

Les erreurs de mesure proviennent principalement du comptage des protons incidents (15 %) et de la non-reproductibilité des conditions de marche. Tous les effets systèmatiques n'affectent pas ou peu la forme de la fonction $\omega(p,\theta)$.

Pour le rapport K/π subsistent cependant et n'interviennent que les erreurs sur les différences des différentes corrections (∿ 4 %).

3.c - Extrapolation de 24 à 26,3 GeV/c.

L'accélérateur peut fournir des protons d'impulsion allant jusqu'à 26,3 GeV/c à l'intensité nominale ($1,8 \times 10^{12}$ protons).

En passant de 24 à 26 GeV/c d'impulsion des protons incidents, on gagne environ 20 % de neutrinos supplémentaires d'énergie supérieure à 3 GeV/c (Réf. 1.18).

Ce gain appréciable nous incite à faire l'expérience à cette énergie, mais il nous faut alors extrapoler le spectre de production de π et K.

Expérimentalement on observe que le rapport K/π augmente quand l'impulsion p_{inc} des protons incidents augmente. Nous disposons de mesures faites à p_{inc} = 19,2 GeV/c (ref. 1.9), de notre mesure à 24 GeV/c, ainsi qu'une indication dans le même sens à 35,43,52 et 70 GeV/c (Ref. 1.22).

Deux méthodes basées sur l'extrapolation des résultats de 19,2 GeV/c à 24 GeV/c basés sur le choix d'un invariant ont été essayées :

- extrapolation en fonction de p/p_{inc} avec comme <u>invariant d'échelle</u> $p_t/(p/p_{inc})$, où p_t représente l'impulsion transverse.

- extrapolation avec comme <u>invariant d'échelle</u> $p_t/(p/p_{max})$, où p_{max} représente l'impulsion maximum de la particule π ou K.

La figure 1.14 montre un exemple des deux types d'extrapolation. La contribution au flux neutrino provient essentiellement de parents allant jusqu'à $p/p_{inc} \simeq 0,5$ et p_t jusqu'à 0,8 GeV/c. Dans cette zone, la correspondance entre l'extrapolation des mesures à 19,2 GeV/c jusqu'à 24 GeV/c et les mesures à 24 GeV/c est bonne et elle n'entraîne pas d'erreurs, sur la forme du spectre, supérieures à 5 %. Nous supposerons que l'extrapolation de 24 à 26,3 GeV/c donne des résultats au moins aussi bons.

<u>En appendice 1</u> nous donnons le spectre de production π et K utilisé à 26,3 GeV/c d'impulsion incidente.

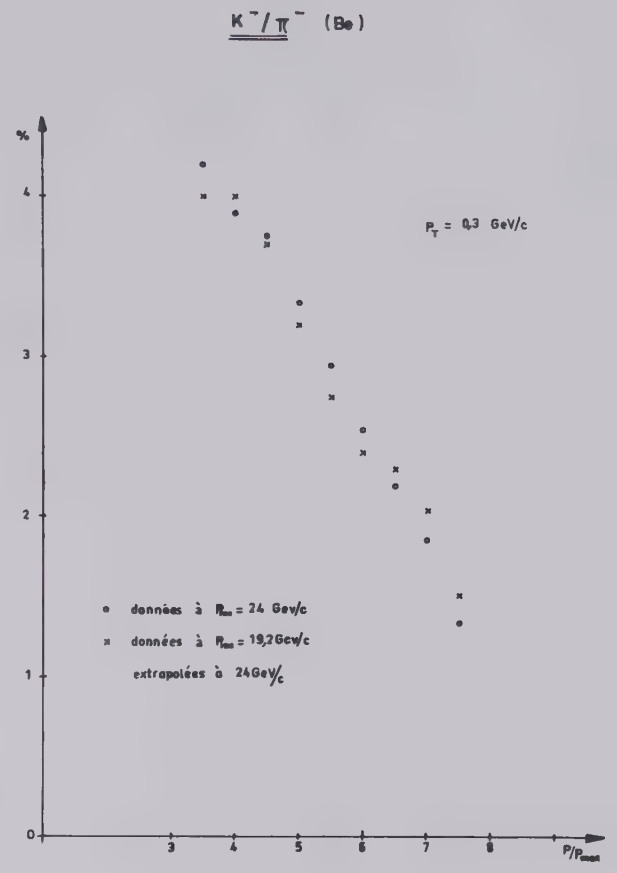


Fig 1.14 a Extrapolation du rapport K/π
[invariant $P_T/(P/P_{max})$]

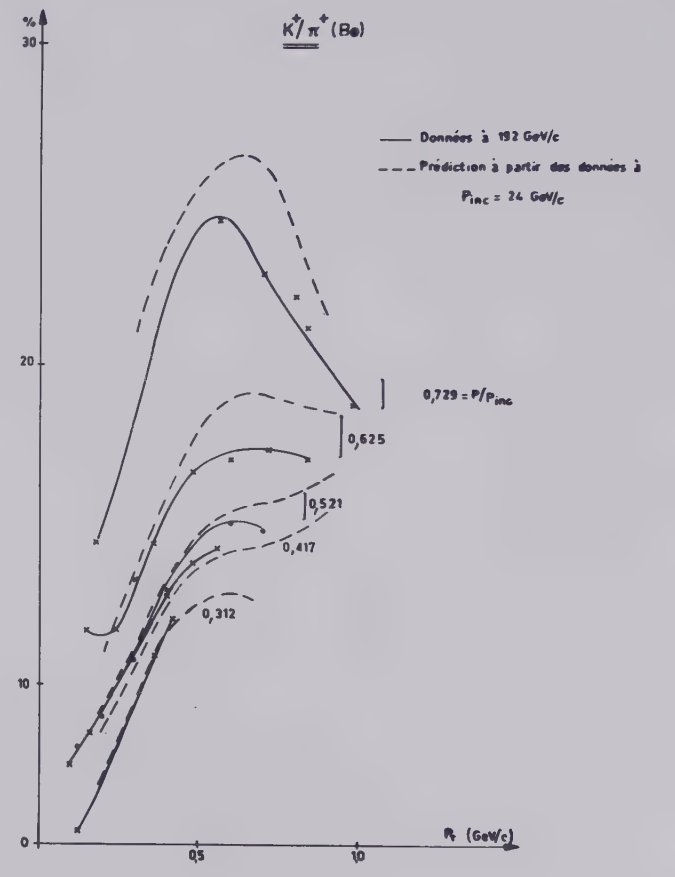


Fig 1.14 b Extrapolation du rapport K/π
[invariant $P_T/(P/P_{inc})$]

CHAPITRE III

-:-:-:-

MESURE DU FLUX DE MUONS

La mesure de la forme du flux de muons permet de tester la validité du programme de simulation, la mesure du nombre de muons permet de normaliser le spectre de neutrino correspondant avec une précision nettement meilleure que le comptage du nombre de protons qui tapent sur la cible et qui n'est pas connu à mieux que 15% près.

I. Les détecteurs

Le détecteur de muons doit obéir à certaines exigences qui sont :

- domaine d'utilisation allant de 10^2 à 10^6 muons/cm^2
- un signal parfaitement linéaire en fonction du nombre de particules qui le traversent.
- une petite taille pour pouvoir être mis en place dans le blindage et ne pas perturber l'ensemble.

Notre choix s'est alors porté sur des détecteurs semi-conducteurs au silicium (Réf. 1.19) auxquels nous avons adjoint un système d'amplification et de mise en forme du signal.

1.a - Principe de fonctionnement

Le détecteur lui-même est composé d'un cristal de silicium d'épaisseur variant de 50 à 300μ et jouant le rôle de jonctions n, la jonction p est formée d'une mince couche d'or vaporisée, et constitue une des électrodes. L'autre électrode est une couche d'aluminium vaporisée également (fig.1. 11). Les deux électrodes sont utilisées pour appliquer la tension nécessaire (50 à 250 volts) et à la fois collecter les charges. La surface va de 30 à 100 mm^2 et, leur résistance interne varie entre 10 et 20 k Ω cm suivant les détecteurs. La perte d'énergie lors de la traversée des muons crée des paires électron-trou ; en appliquant un champ électrique les électrons seront collectés d'un côté tandis que les trous se déplaceront en sens opposé. Le courant ainsi créé (fig. 1.12) est intégré dans un condensateur pendant le passage du faisceau (2μsec), la différence de potentiel obtenue constitue le signal. La capacité du condensateur détermine la sensibilité du détecteur.

Le signal passe ensuite par deux étages d'électronique. L'un d'amplification, l'autre de mise en forme, de façon à pouvoir être lu et converti en nombre par le convertisseur digital (miniverter) (fig. 1.12). Le miniverter coupe les voltages à 10 volts ; à cause des fluctuations la sensibilité du détecteur est réglée pour qu'il indique 9 volts au maximum, la diminution de flux en passant de ν à $\bar{\nu}$ est d'un facteur 3 au maximum, ce qui nous laisse un bon facteur de sécurité par rapport au bruit de fond de l'ensemble qui est de 10 mvolt environ.

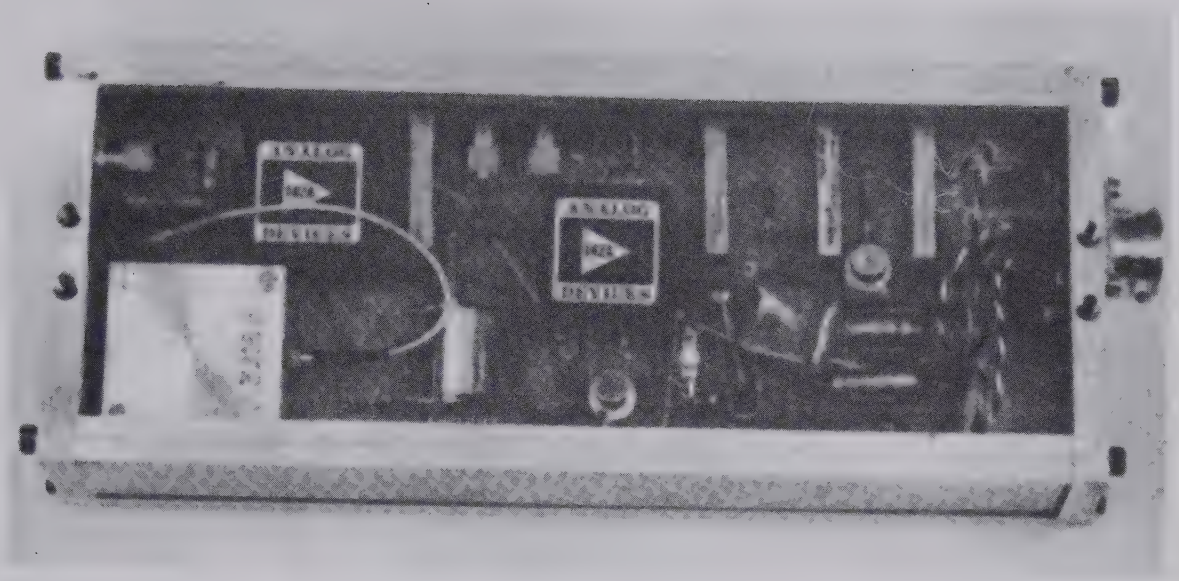


Fig. 1.11a Vue de l'ensemble semi-conducteur et amplificateur

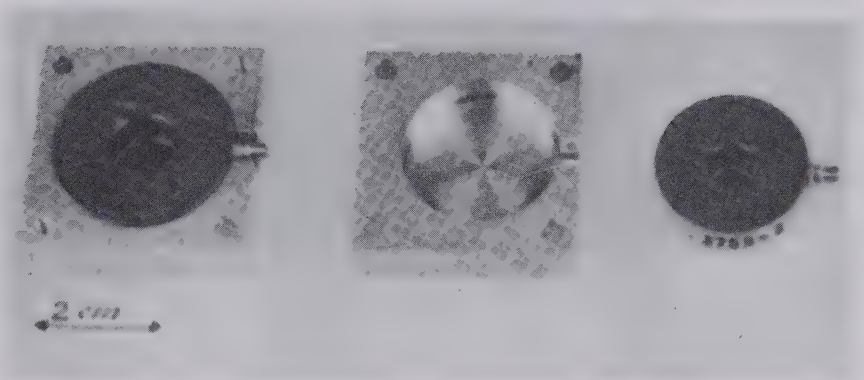


Fig. 1.11b Semi-conducteur et sa monture

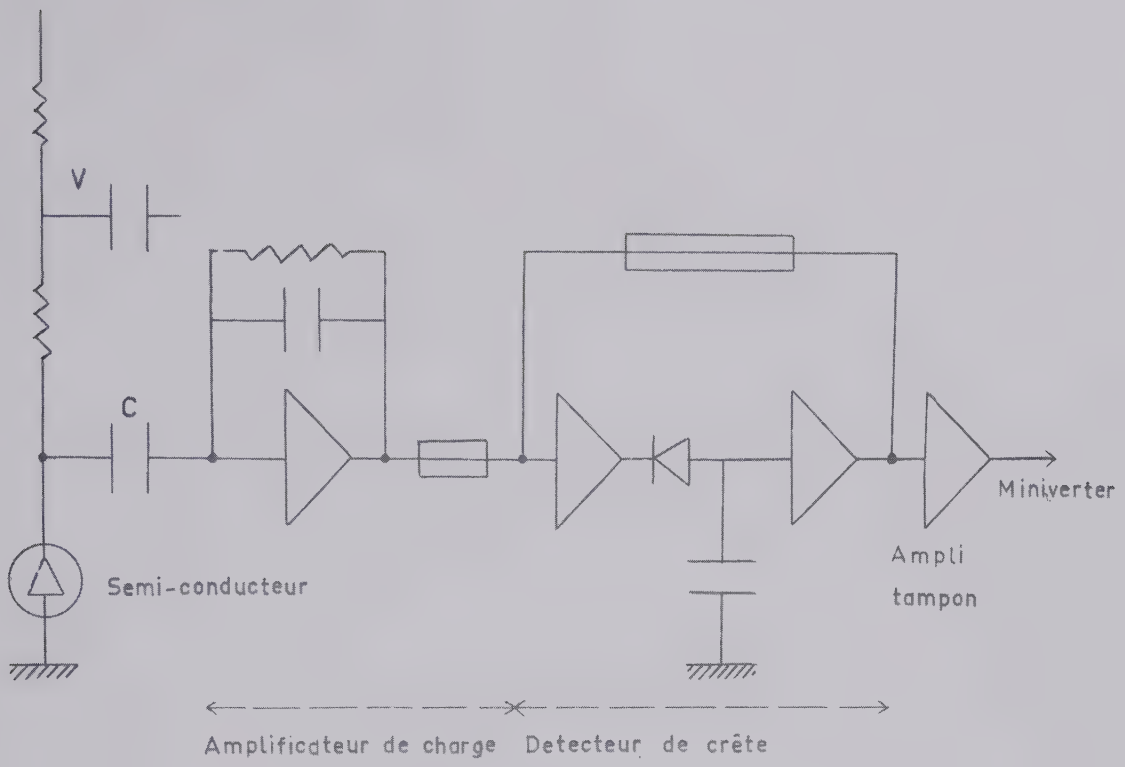
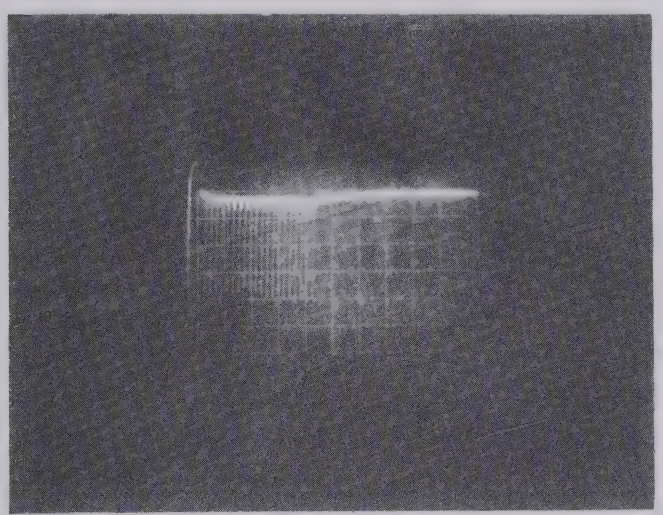


Fig. 1.12 a. Shéma de principe du detecteur



- temps : 0,5 µ s/div
- volts : 50 m V/cm
- signal obtenu avec 135 000 muons /cm^2 avec semi-conducteur de 300 µ d'épaisseur, 100 mm^2 de surface et 240 volts de tension aux bornes.

Fig. 1.12 b. Courant à la sortie du semi-conducteur

1.b. - Avantages

Le cristal de silicium est sensible à chaque muon individuel qui le traverse; il n'est saturé que vers 10^{12} muons/cm^2; le domaine requis 10^2 à 10^6 muons/cm^2 est largement couvert. Par rapport aux chambres à ionisation utilisées dans les expériences ν CERN précédentes, ils ont une sensibilité nettement plus grande (3,6 eV pour créer une paire électron-trou, $\sim$ 40 eV pour amorcer une avalanche), la vitesse de déplacement des électrons ($\sim$ 1400 cm^2/volt-sec) est supérieure, la vitesse des trous ($\sim$ 480 cm^2/volt-sec) est environ 40 fois plus élevée que celle des ions dans une chambre à ionisation. Le temps de réponse est de quelques nanosecondes; une illustration est donnée par la figure 1.12 qui montre que l'on sépare très bien les différents paquets de protons arrivant sur la cible. La pureté du cristal fait que la probabilité de recombinaison électron-trou est négligeable.

La petite taille des détecteurs permet de faire un ensemble compact détecteur-amplificateur assez petit et maniable ; la protection contre les parasites s'en trouve facilitée.

1.c. - Calibration absolue des détecteurs

- Exposition des émulsions

La calibration absolue des détecteurs se fait en leur juxtaposant une émulsion du type ILFORD-G5 collée sur une plaque du verre de dimension 25 x 75 x 1 mm. L'exposition se fait avec l'émulsion perpendiculaire au faisceau de sorte que le nombre de muons/cm^2 comptés dans l'émulsion correspond au nombre de muons/cm^2 ayant traversés le détecteur.

Le temps d'exposition est réglé de façon à avoir entre 10 et 20 traces par champ du microscope. Pour réduire le bruit de fond de rayons cosmiques, le temps entre la fabrication et développement de l'émulsion a été réduit au minimum.

- Comptage de traces

Le comptage se fait au microscope de grandissement voisin de 800 avec, dans l'oculaire, un calibre carré correspondant à un champ de 110μ de côté. Au microscope on ne voit qu'un grain à la fois, on définit la trace comme une suite de grains traversant de part en part l'émulsion.

De 200 à 500 champs par émulsion ont été dépouillés deux fois pour réduire l'erreur statistique à 2% ; l'efficacité du dépouillement est de (96±2)%. Les différences entre les deux dépouillements ont été examinées par une troisième personne, et il subsiste 2% de traces douteuses dont nous devons tenir compte dans l'erreur.

- Correction

A l'efficacité de dépouillement déjà citée, nous devons ajouter des corrections provenant du bruit de fond de rayons cosmiques, de rayons δ générés par les muons et d'électrons provenant de la désintégration des muons.

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}) \; \nu_{e}(\bar{\nu}_{e}).$$

Le bruit de fond des rayons cosmiques s'obtient aisément en comptant les traces dans une émulsion ayant subit le même traitement mais non exposée au faisceau ; cette correction est en moyenne de:

$$(6 \pm 2)\%$$

Pour soustraire le bruit de fond des électrons, une émulsion a été exposée parallèlement au faisceau de façon à pouvoir mesurer la diffusion multiple des traces sur une longueur L assez grande. L'impulsion maximum de l'électron provenant de la désintégration est 54 MeV/c, les électrons des rayons δ produits en nombre suffisant

ont une énergie inférieure à 100 MeV (Réf. 1.20), alors que l'impulsion moyenne des muons est beaucoup plus grande (≃ 2 GeV/c). Or l'angle moyen de diffusion θ_s est donné par la relation

$$\langle \theta_s^2 \rangle = \left(\frac{Es}{\beta cp} \right)^2 \frac{L}{X_o}$$

de sorte que

$$\beta p = \frac{Es}{c\theta_s} \sqrt{\frac{L}{X_o}}$$

où

Es = 21 MeV
L distance parcourue dans la matière
X_o longueur de radiation
βc vitesse
p impulsion
} de la particule

Nous reportons, dans la figure 1.12 c, βp déduit à partir de θ_s; pour 270 traces mesurées, on remarque deux ensembles disjoints qui correspondent respectivement aux muons et aux électrons. On en déduit le bruit de fond des électrons qui est de (12 ± 3)%. Cette mesure a été effectuée après 10m de blindage, elle a été répétée avec le même résultat à une profondeur de 4.80m.

La calibration absolue de tous les détecteurs est impossible à réaliser dans le temps, mais en principe il suffit d'en calibrer un seul, les autres étant comparés à celui-là. Cependant, à titre de vérification, nous l'avons faite dans trois domaines de sensibilité différente. L'erreur globale pour la calibration absolue est de :

$$5\% = \sqrt{(3\%)^2 + (2\%)^2 + (2\%)^2 + (2\%)^2 + (2\%)^2}$$

- (3%)² : contamination en électrons
- (2%)² : efficacité de dépouillement
- (2%)² : rayons cosmiques
- (2%)² : statistique
- (2%)² : traces non identifiées

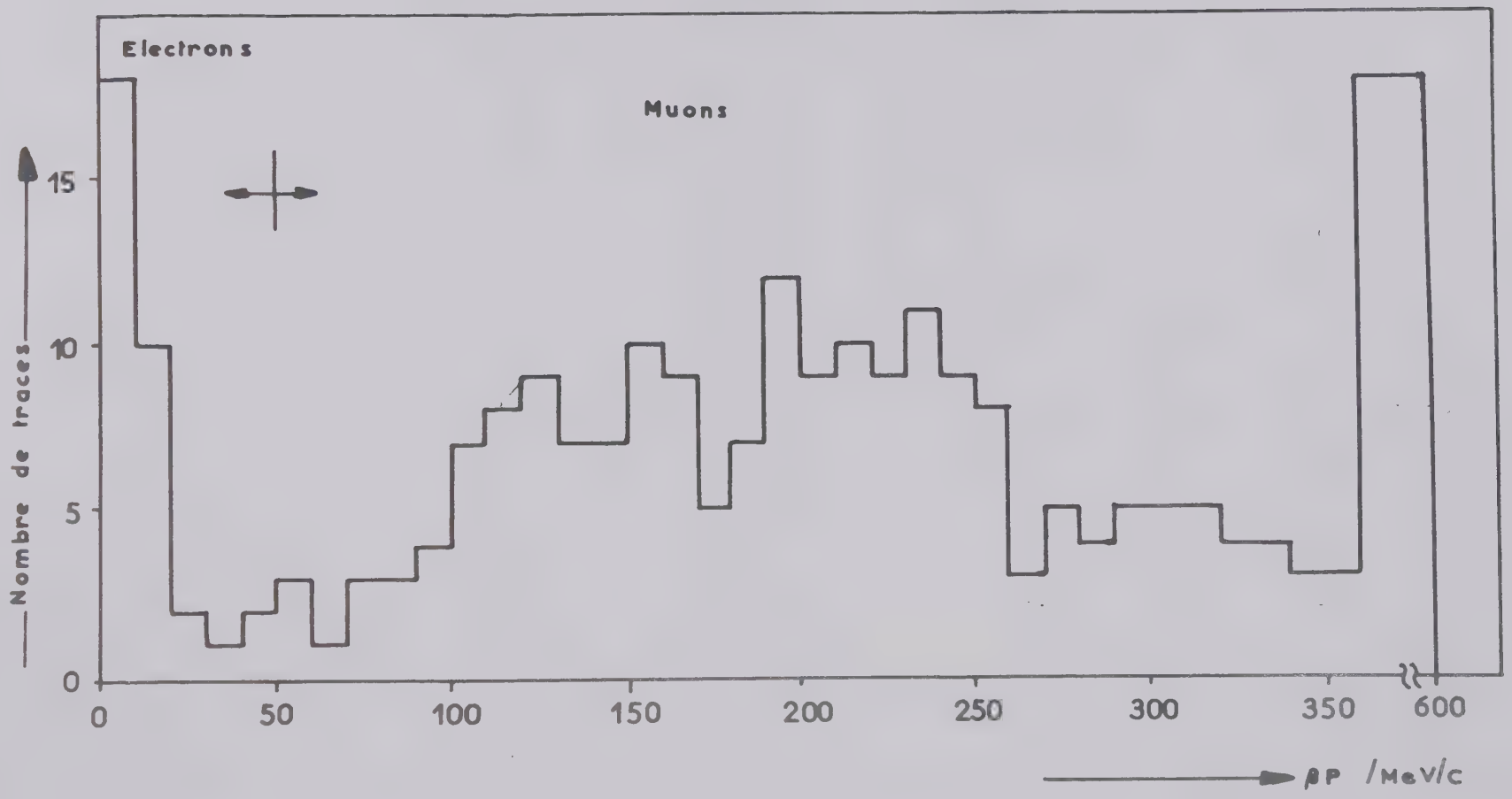


Fig.-1-12 c Separation du bruit de fond d' Electrons

1.d. - Calibration relative

Lors de l'expérience 1971, la calibration relative a été faite en comparant systématiquement deux à deux les détecteurs appartenant au même domaine de sensibilité. On place le détecteur i derrière le détecteur j par rapport à la ligne de faisceau et on obtient le rapport R_{ij} des voltages de sortie ; en intervertissant leur ordre par rapport au faisceau, on obtient R_{ji}, par comparaison avec le détecteur k,on obtient R_{ik}, R_{ki}, etc... On remplit ainsi une matrice (N,N) où N est le nombre de détecteurs. Les éléments de la matrice non directement accessibles par la mesure sont obtenues par factorisation

$$R_{ij} = R_{ik} * R_{kj}$$

en affectant un poids 1/n aux R_{ij} obtenus après n factorisations. Le facteur de calibration relative C_i du détecteur i par rapport au détecteur de référence k est obtenu en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{R_{ij} x C_i - C_k}{n} \right)^2$$

Lors de l'expérience 1972, les détecteurs ont été calibrés par rapport à 4 détecteurs de référence couvrant toute la gamme de sensibilité et se recouvrant entre eux ; ces 4 détecteurs ont été calibrés de façon absolue. L'obtention et l'enregistrement de la position derrière le détecteur à calibrer ont été automatisés.

La calibration relative est fait tout au long de l'expérience, tandis que la calibration absolue est seulement faite en début et en fin de semaine d'expérience, ceci à cause de la variation lente de la sensibilité due à la détérioration par activation nucléaire du semi-conducteur. A la longue, il apparaît un courant de fuite fonction de la température, on peut le diminuer en baissant la tension appliquée aux bornes du semi-conducteur, mais

la calibration s'en trouve changée. Ces instabilités ont entraîné une erreur supplémentaire de 5% sur les mesures, qui est prépondérante dans les comparaisons entre détecteurs.

L'erreur sur la mesure du flux de muons est alors de

$$7\% = \sqrt{(5\%)^2 + (5\%)^2}$$

(5%)² : calibration absolue ; (5%)² : calibration relative

2. Enregistrement des données

2.a - Appareillage

Le système d'enregistrement comprend deux parties :

- un étage d'acquisition de données comprenant un convertisseur analogue-digital à 256 canaux sur lequel sont branchés en particulier les détecteurs de muons, et un multiplexer simple à 128 canaux pour la lecture des données préalablement digitalisées.

- un étage d'enregistrement proprement dit, dont le centre est formé d'un ordinateur Hewlett-Packard de 8000 mots mémoire (réf. 1.21). L'équipement periphérique comporte une armoire à bande magnétique, deux écrans de visualisation, un télétype et un lecteur de ruban perforé.

2.b - Fonctionnement

Un signal du PS 40 µsec avant l'éjection commande, à travers l'ordinateur, l'ouverture, pendant 4msec, des portes pour la lecture des différents signaux analogiques liés au passage des particules; ils sont immédiatement convertis en données digitales par le miniverter.

Les différents signaux lus sont :

- les voltages à la sortie de chaque détecteur
- les positions des différents détecteurs
- le courant dans les réflecteurs
- le nombre de protons arrivant sur la cible.

Cette information n'est utilisée que pour avoir une indication immédiate sur l'efficacité de l'ensemble pendant l'ajustement du faisceau.

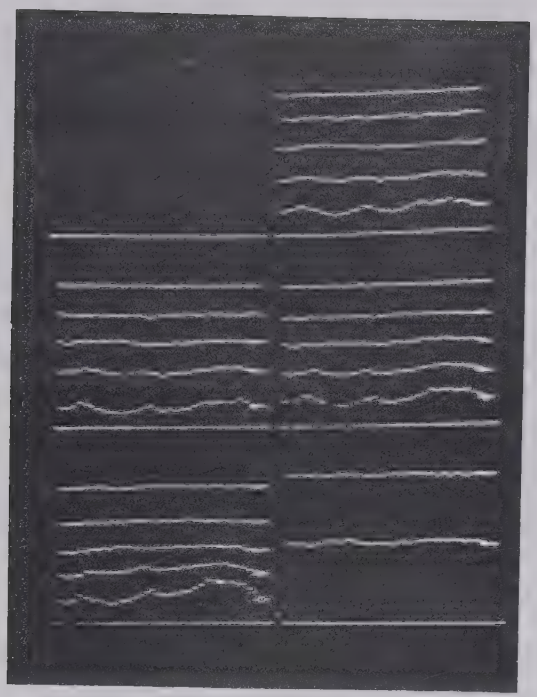
- la température des thermocouples sur la cible.

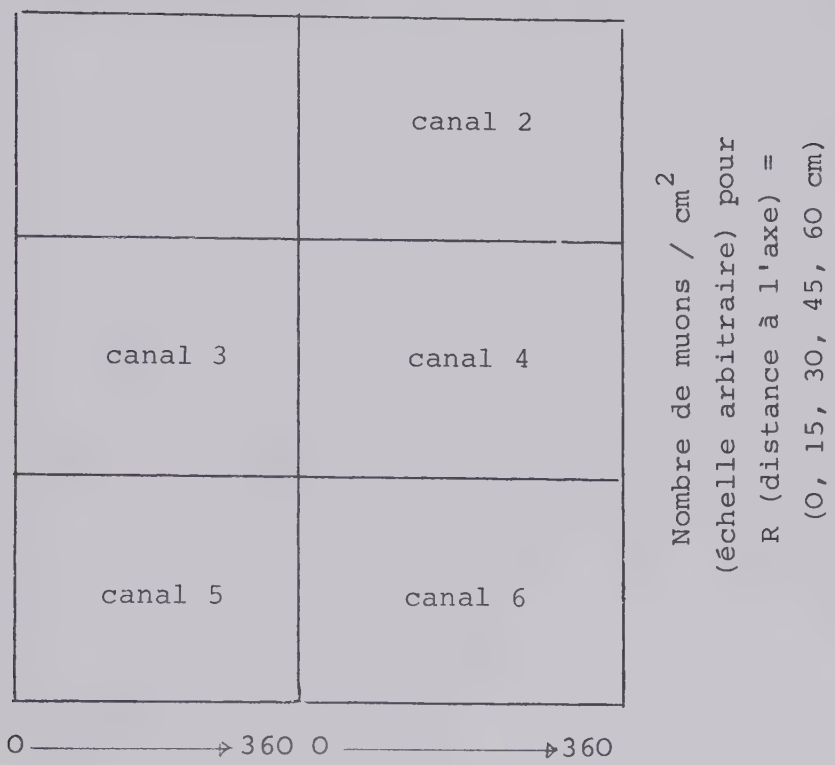
Un second signal légèrement retardé par rapport au précédent est envoyé au multiplexer digital pour la lecture des signaux provenant de la chambre à bulles (prête à fonctionner ou non, fin de film, etc...), ainsi qu'un tableau de valeurs qui contient un certain nombre de paramètres au choix de l'opérateur (nombres de pulses à moyenner pour l'écriture sur la bande magnétique ou sur les écrans de visualisation, etc...).

Ensuite le contrôle est rendu à l'ordinateur qui suivant les informations reçues décide ou non de les enregistrer et signale toute anomalie pouvant justifier ou non l'interruption de l'enregistrement sur un tableau à voyants lumineux. Parmi les causes qui arrêtent l'enregistrement figure la déviation du courant dans l'un des réflecteurs en dehors des valeurs nominales ; par contre, le dépassement de 10 volts sur un détecteur est signalé mais n'interrompt pas l'écriture.

Les données ainsi que toute l'information administrative (n° film photo, date, heure, etc...) sont écrites sur la bande magnétique. Tous les commentaires sont également transmis, la bande sert alors de recueil pour l'expérience.

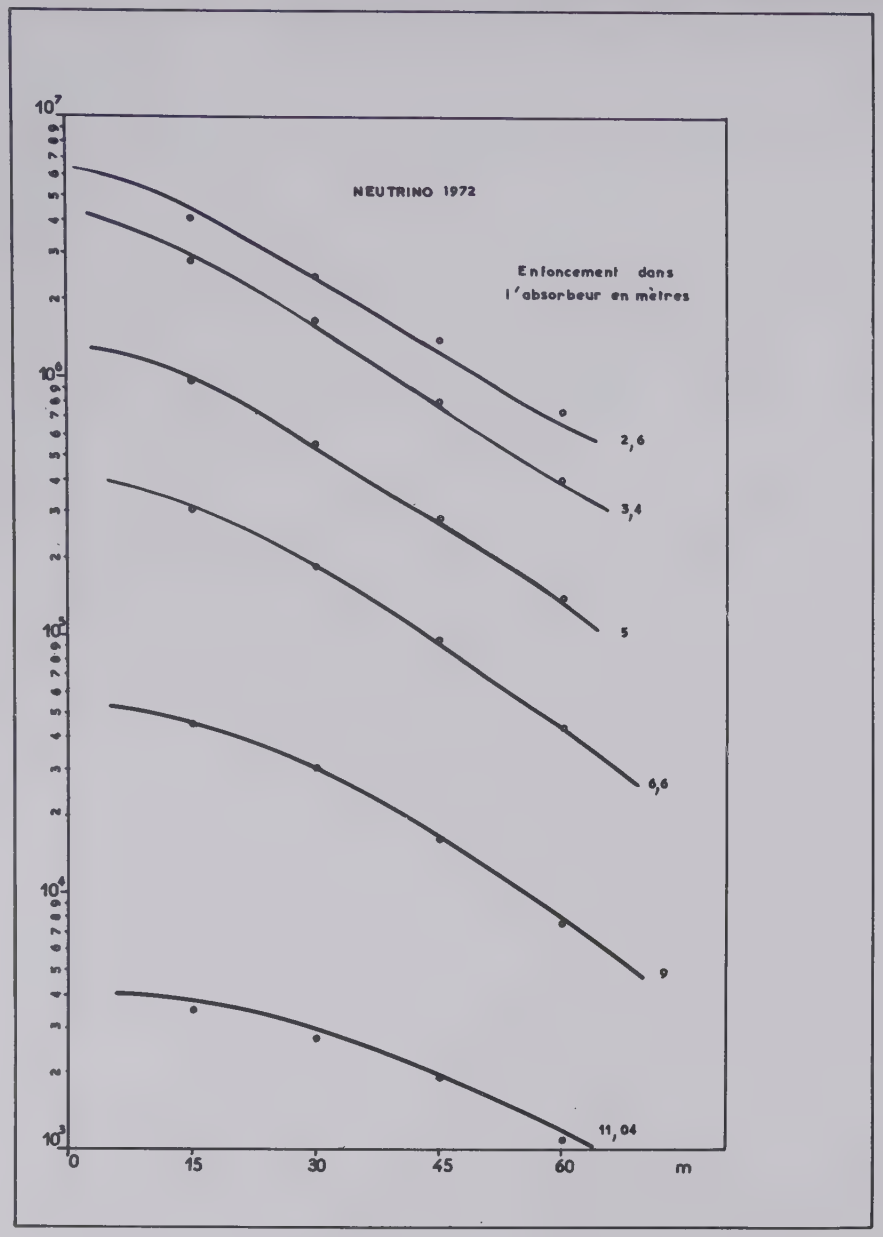
Sur les écrans de visualisation apparaissent des informations partielles au choix de l'opérateur pour l'ajustement et le contrôle permanent du faisceau. Un exemple de contrôle de la symétrie cylindrique est fourni par la figure 1.13, elle est obtenue en faisant tourner par pas de 10° les détecteurs montés sur bras rotatifs dans les espaces de l'absorbeur numérotés 1, 2, 3, 4, 5 d'amont en aval. Les irrégularités à 60 cm de l'axe à 45, 135, 215 et 305° proviennent de la forme carrée de la fin du tunnel de désintégration.





Rotation du bras portant les détecteurs par 10 °

Fig. 1.13 Illustration de la symétrie du faisceau dans chaque canal du blindage.



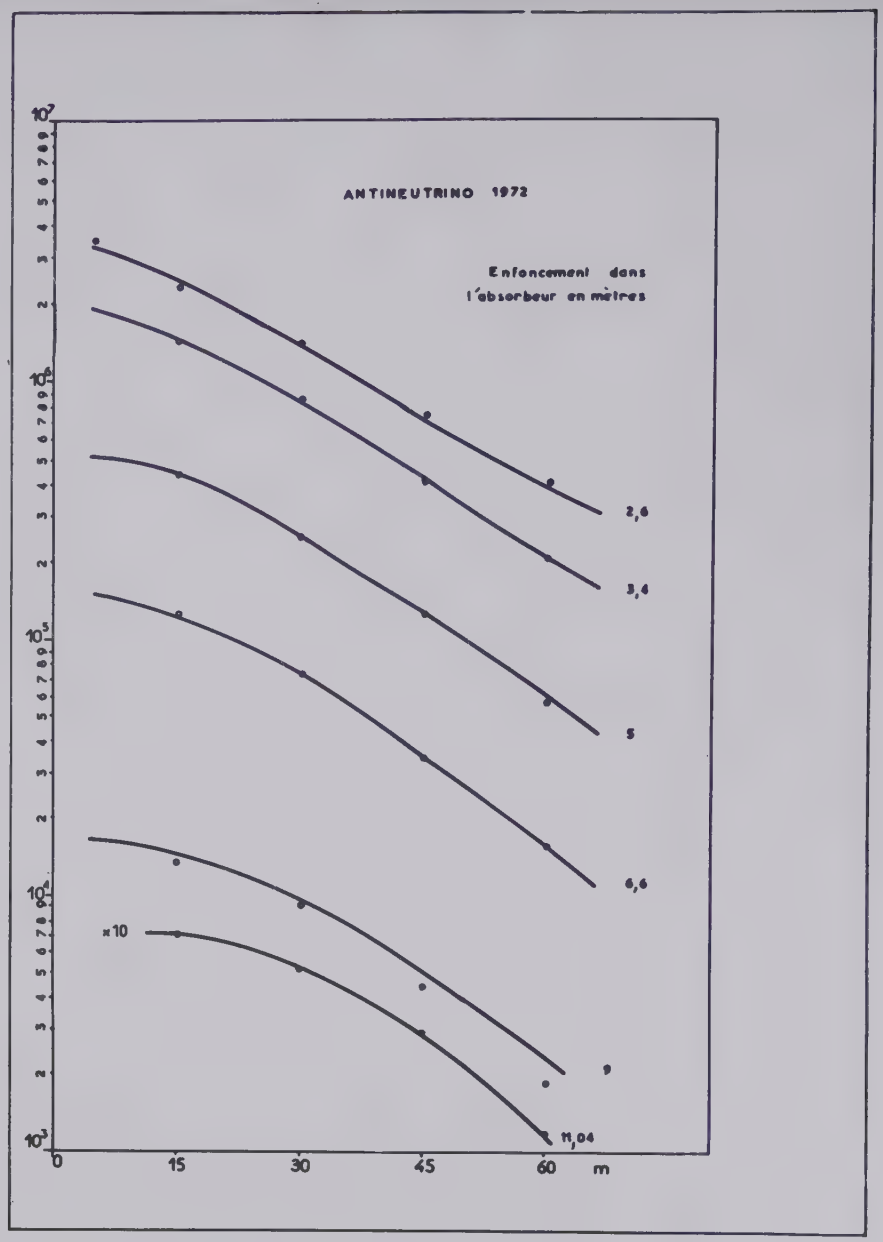
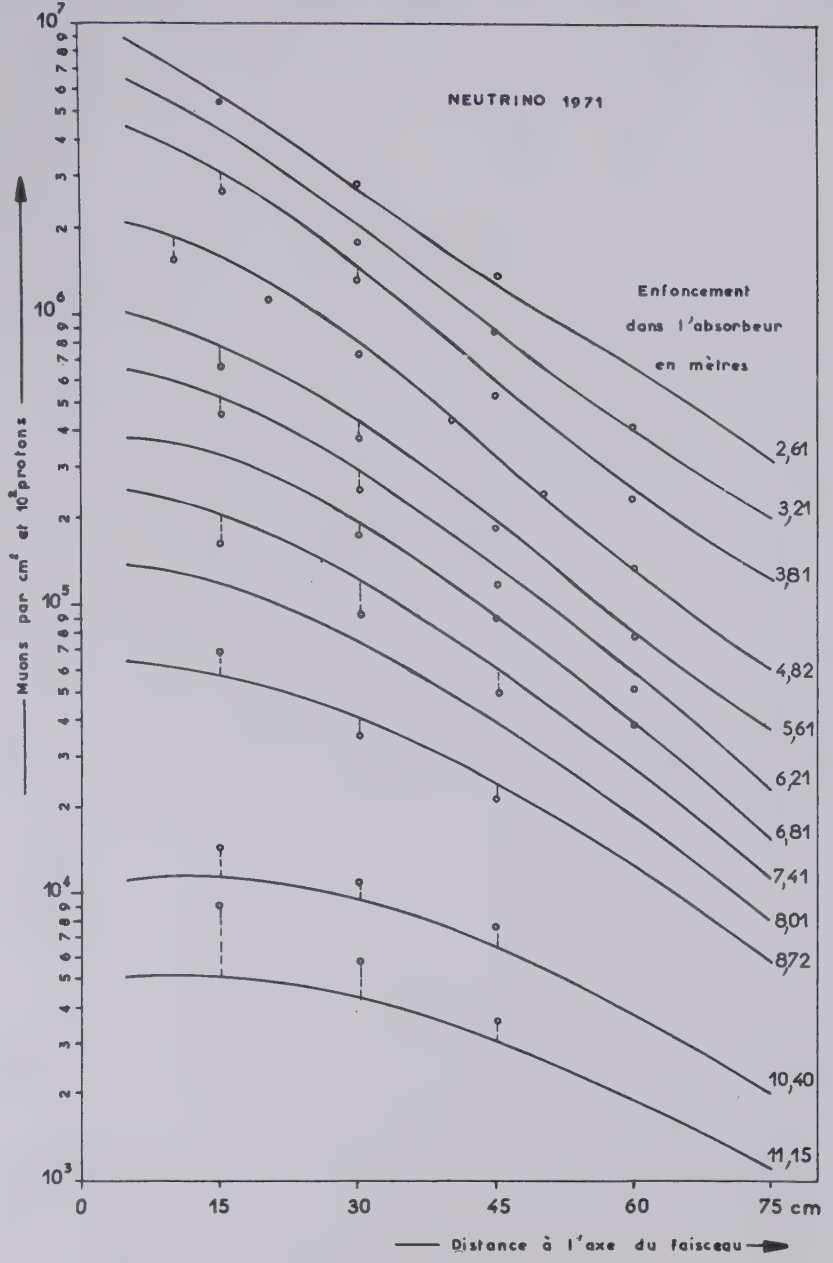


Fig 1.15a Distribution de muons dans le blindage (1972)



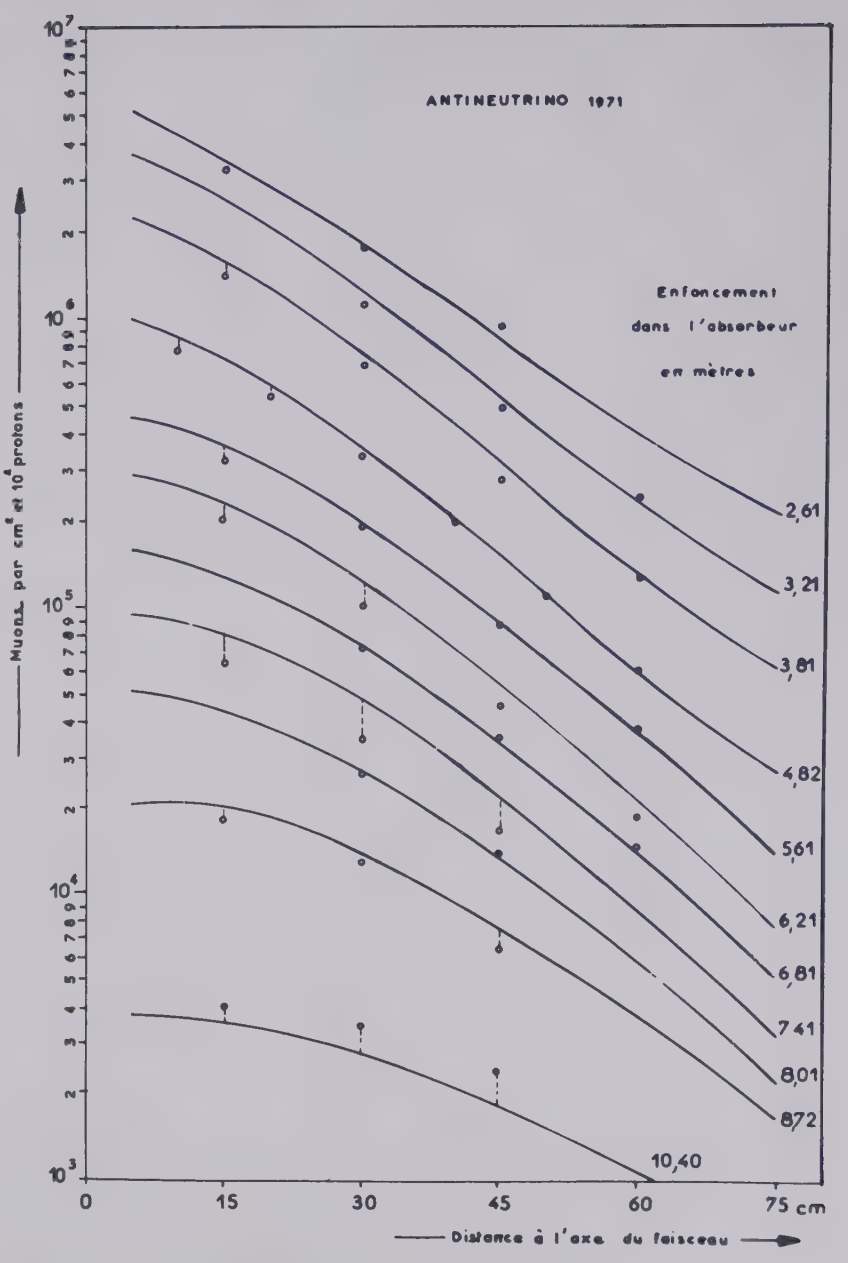


Fig 1.15 b Distribution de muons dans le blindage (1971)

CHAPITRE IV

-:-:-

DETERMINATION DU FLUX NEUTRINO ET ANTINEUTRINO

Nous avons calculé la forme du spectre en énergie des neutrinos dans le détecteur et le spectre de muons dans le blindage. La superposition de ce dernier avec le spectre de muons mesuré nous fournira le nombre absolu de neutrinos.

I. NORMALISATION DU SPECTRE DE NEUTRINOS

Les flux de muons calculés et mesurés sont en très bon accord pour l'expérience 1972 (Fig.1.15a) ; l'inhomogénéité de l'absorbeur en 1971 fait que l'accord est moins bon dans les derniers canaux (Fig.1.15b) qui ont été exclus de l'ajustement.

Nous calculons le facteur de normalisation N par ajustement en minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{ij} \left(\frac{N C^c_{ij} - C^m_{ij}}{\Delta C^m_{ij}} \right)^2$$

où l'indice i correspond à un numéro de canal dans l'absorbeur

l'indice j correspond à la distance par rapport à l'axe

C^c_{ij} nombre de muons/cm^2 calculés

C^m_{ij} nombre de muons/cm^2 mesurés

ΔC^m_{ij} erreur sur C^m_{ij} (calibration ; la fluctuation statistique est négligeable).

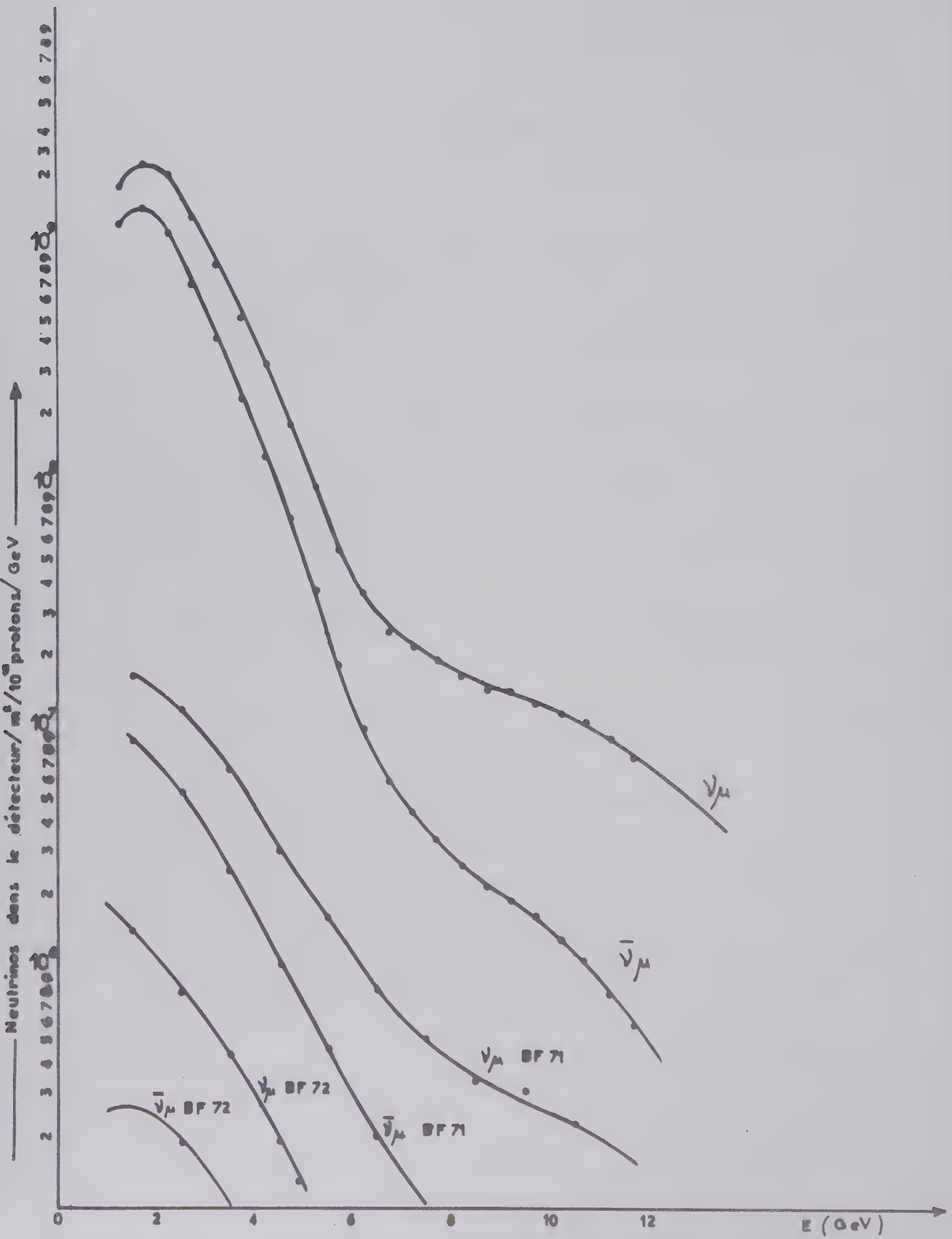


Fig 1.16 Spectre en énergie des ν et $\bar{\nu}$

A titre de vérification, le facteur N a été estimé film par film à partir du nombre de protons tapant sur la cible ; sur l'ensemble de l'expérience, nous obtenons

$$0.85 < \frac{N_p}{N} < 1.15$$

où N_p à partir du nombre de protons

N à partir de l'ajustement sur le flux de muons

} estimation

II. Erreurs sur le spectre

L'erreur sur l'ajustement est de 5% et correspond à l'erreur sur la forme du spectre de production des π. En dessous de 6 GeV, les désintégrations de π contribuent essentiellement au flux et l'erreur sur cette partie provient de l'ajustement et de la calibration des détecteurs, soit 9%. Au delà de 6 GeV, pratiquement, seuls les K contribuent au flux ; il s'ajoute alors l'erreur sur le rapport de production K/π et de la différence d'absorption des K par rapport aux π dans la cible longue. L'erreur atteint alors 12%.

Entre 1 et 1.5 GeV et 1.5 et 2 GeV, respectivement 50% et 30% des neutrinos proviennent de π dans la région non mesurée du spectre de production.

De plus, la contamination en hadrons dans les deux premiers mètres de l'absorbeur ne nous permet pas d'estimer cette contribution à partir du flux de muons. Pour le calcul nous avons extrapolé la forme du spectre mesuré suivant les résultats obtenus dans d'autres expériences à des énergies différentes. Si on admet que l'erreur sur l'extrapolation est bornée par 50%, les erreurs dans les bandes 1 à 1.5 GeV et 1.5 à 2 GeV seront respectivement de 27 et 17%.

3. Vérification à partir des sections efficaces élastiques

Les sections efficaces des processus quasi-élastiques :

$$\nu\, n \rightarrow \mu^- p \qquad \text{(i)}$$

$$\bar{\nu}\, p \rightarrow \mu^+ n \qquad \text{(ii)}$$

sont aisément calculables et doivent tendre vers une même constante à haute énergie, avec les hypothèses suivantes : Réf. (3.1)

- pas de courant de seconde espèce
- courant isotriplet
- CVC

Nous verrons dans le chapitre 2 comment sont calculées les sections efficaces. En prenant comme définition de la réaction (i) : présence d'un μ^- et au plus un proton de plus de 30 MeV d'énergie cinétique, et pour la réaction (ii) présence d'un μ^+ et au plus un neutron. Les résultats sont reportés sur la figure 1.17 et sont en très bon accord avec la prédiction, sauf dans la région 1 à 1.5 GeV pour les neutrinos où ils restent cependant compatible.

4. Spectre de ν_e et d'$\bar{\nu}_e$

Jusqu'à présent nous avons considéré uniquement la production et la désintégration de mésons π, $K \rightarrow \mu\, \nu_\mu$, mais toutes les particules produites par des protons d'énergie 26 GeV sont présentes (K° en particulier). De plus, les kaons chargés peuvent se désintégrer suivant d'autres modes, et les muons secondaires peuvent eux-mêmes se désintégrer. Ces désintégrations peuvent être sources de ν_e et $\bar{\nu}_e$, principalement dans les modes

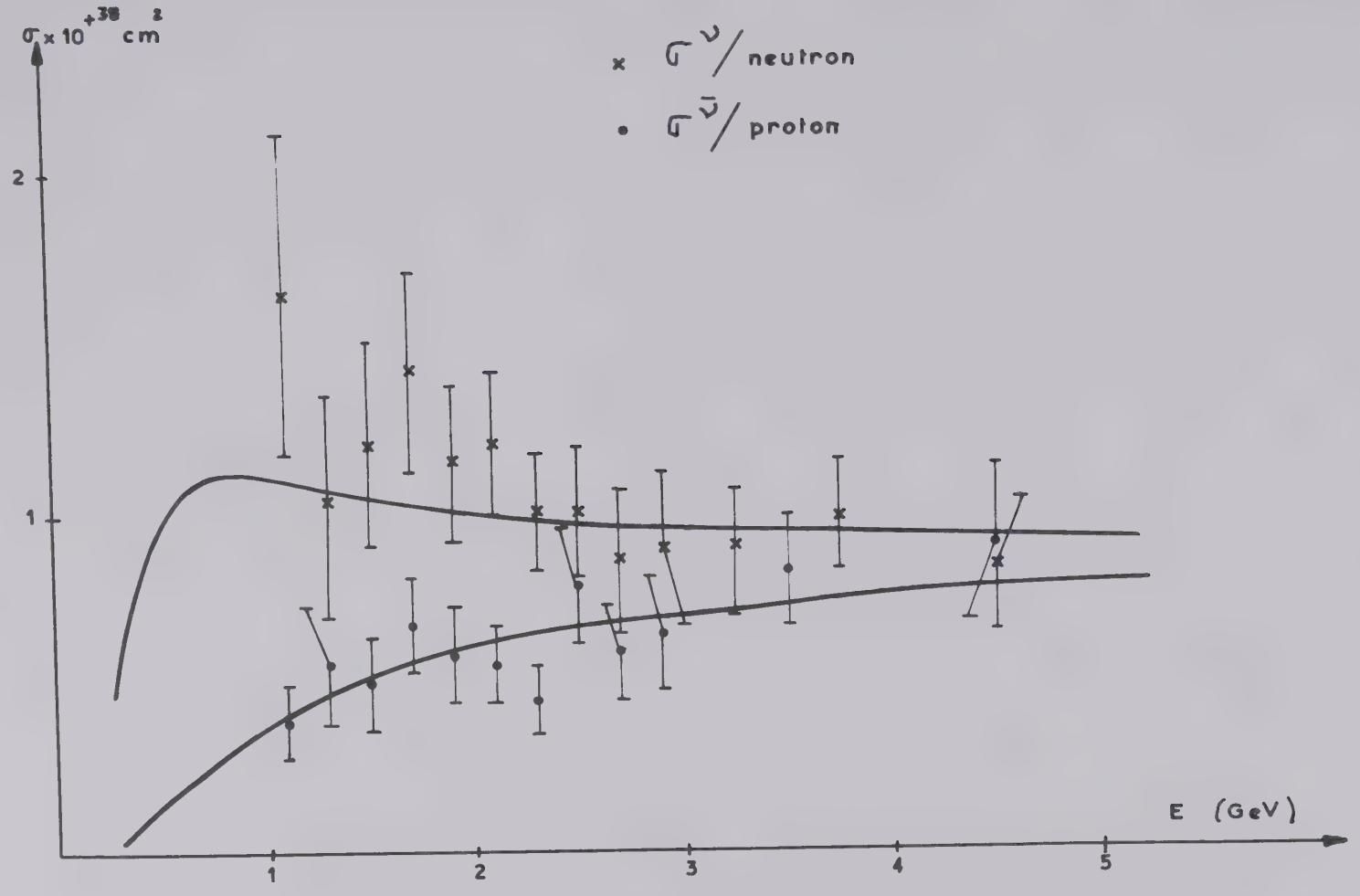


Fig 1.17 Sections efficaces élastiques

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu_e (\bar{\nu}_e) \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \qquad \text{(i)}$$

$$K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu_e (\bar{\nu}_e) \pi^{\circ} \qquad \text{(ii)}$$

$$K_L^{\circ}(\bar{K}_L^{\circ}) \rightarrow e^{\pm} \nu_e (\bar{\nu}_e) \pi^{\mp} \qquad \text{(iii)}$$

Si le nombre leptonique est conservé, les neutrinos électrons ne nous gênent pas dans notre analyse, nous les mentionnons cependant pour montrer leur taux de production qui permettent une première indication des sections efficaces totales d'interaction de ν_e et $\bar{\nu}_e$ (réf. 3.22). Leurs pourcentages par rapport aux ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sont reportés en appendice 2. Ils ont été obtenus en utilisant la même procédure de calcul que pour les ν_μ, sauf bien entendu la phase de désintégration. Le spectre de production de K° est pris égal à la moyenne des spectres de K^+ et K^- ; cette approximation a peu d'influence sur le résultat car les K° n'étant pas focalisés contribuent peu au spectre.

CONCLUSION

La mesure du spectre en énergie des neutrinos et antineutrinos représente par les moyens mis en oeuvre et l'effort d'analyse nécessaire une expérience dans l'expérience. La reconception du faisceau nous a fait gagner un facteur considérable en nombre d'interactions (fig. 1.19). La mesure des spectres de production des mésons π et K sur la cible, ainsi que l'enregistrement continu et automatique du flux de muons dans le blindage ont permis également un gain en moyenne d'un facteur 2 sur l'erreur sur le spectre de neutrino par rapport aux expériences précédentes.

La méthode peut encore très bien s'appliquer aux expériences de plus haute énergie. La région 1 à 2 GeV, qui représente une fraction importante du flux de neutrino actuel, sera toujours moins bien connue mais ne représentera plus qu'une petite fraction du flux total.

A l'énergie actuelle du P.S. le souci majeur du faisceau neutrino est l'intensité ; pour les accélérateurs de 300-400 GeV le nombre d'événements observés pour un spectre large de neutrinos nous permettra par contre de réaliser des faisceaux dichromatiques provenant de la désintégration de π et K monoénergétiques.

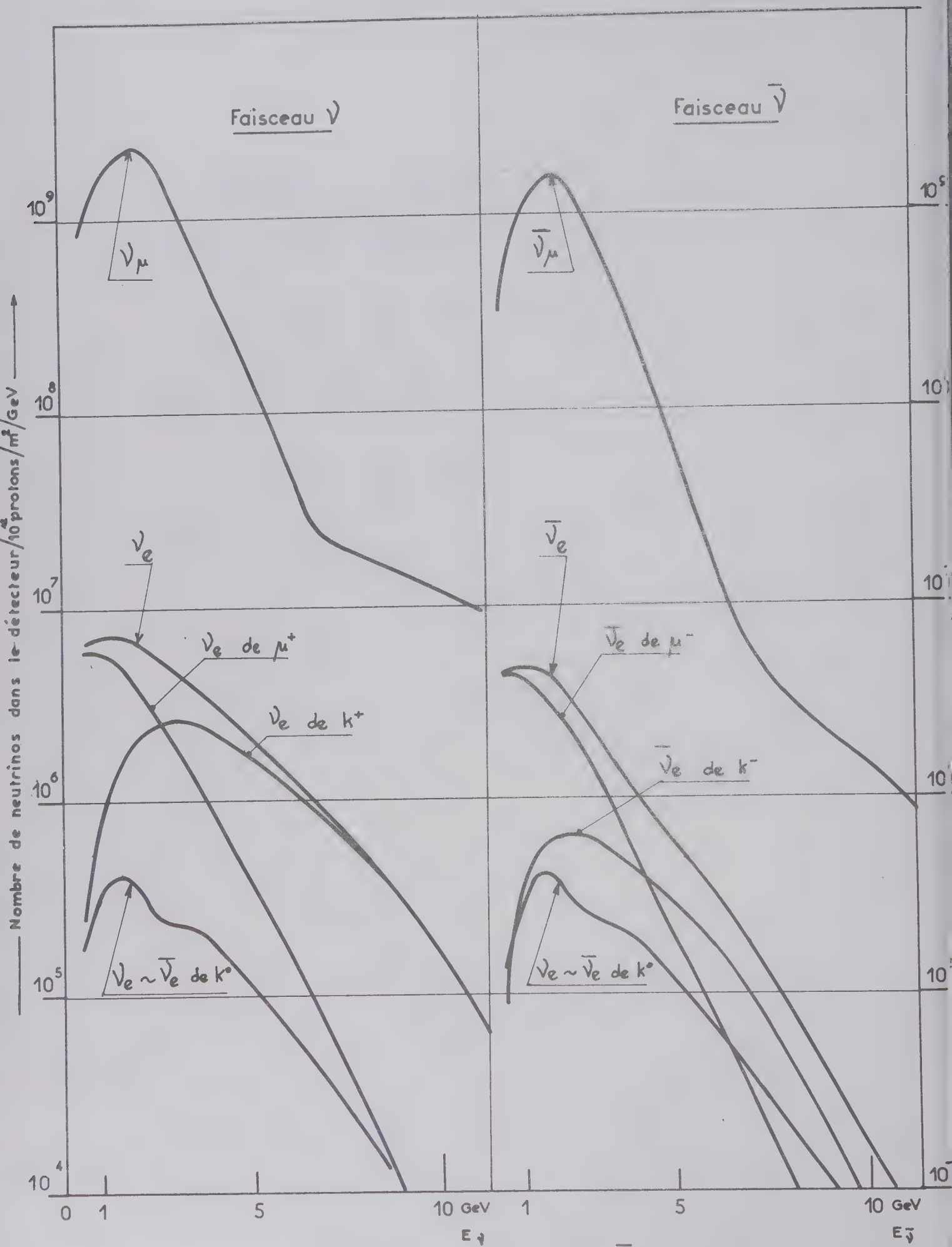


Fig 1.18 Spectre ν et $\bar{\nu}_e$

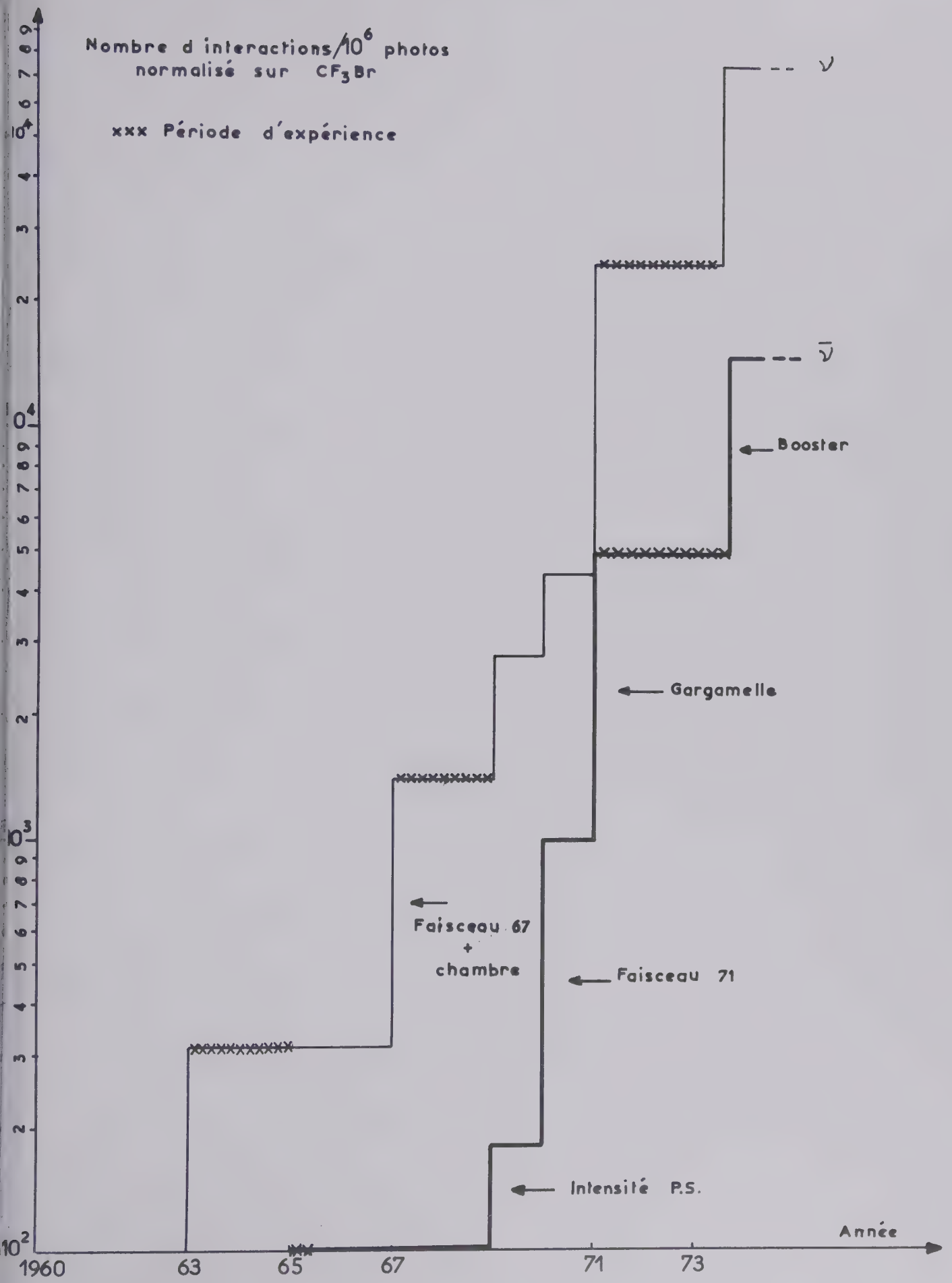


Fig 1.19 Gains en nombre d'interactions

DEUXIEME PARTIE

-:-:-

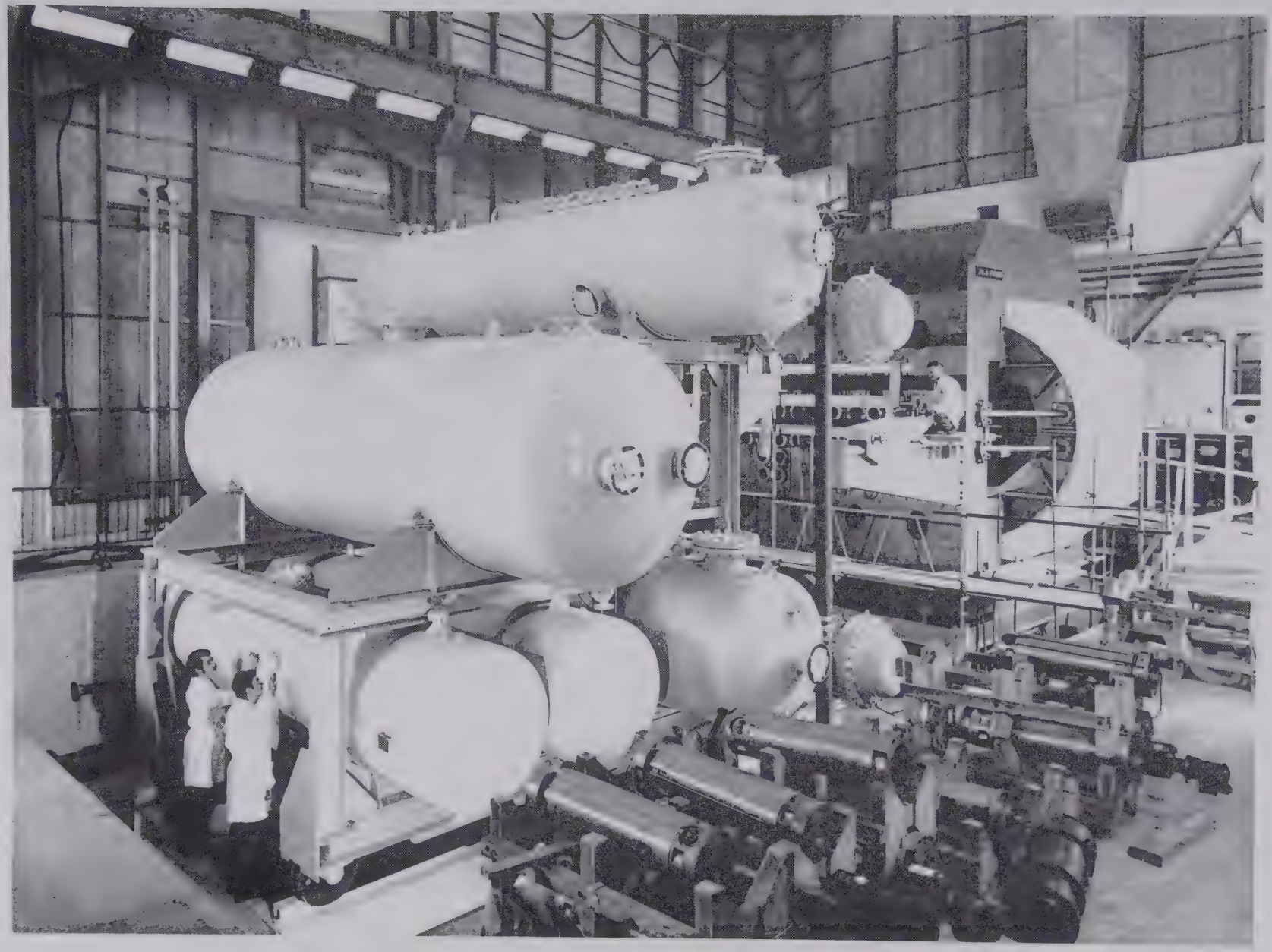
INTRODUCTION

-:-:-:-

Le faisceau neutrino actuel et surtout la chambre à bulles GARGAMELLE ont permis un gain considérable en nombre d'interactions (figure 1.19). Le nombre d'événements antineutrinos observés avant cette expérience est de quelques dizaines ; actuellement, il dépasse le millier. L'utilisation de la grande chambre s'accompagne aussi de nombreux autres avantages : identification et précision sur la mesure des traces, détection de la plus grande partie des particules neutres, ...

Dans cette partie, nous décrivons brièvement quelques uns des avantages liés à Gargamelle et nous en déduirons les conséquences pour notre expérience. Ensuite, nous estimerons les corrections minimes à apporter aux nombres d'événements neutrinos et antineutrinos et à l'énergie visible pour obtenir l'énergie du neutrino incident.

Ceci nous permet de préciser la section efficace d'interaction de neutrinos et, pour la première fois, de déterminer la section efficace d'interaction d'antineutrinos et, par conséquent, leur rapport dont nous verrons l'importance par la suite. Nous donnons également la fraction de l'énergie totale emportée, en moyenne, par le muon dans les interactions de neutrinos et d'antineutrinos.



Vue d'ensemble de l'installation Gargamelle

CHAPITRE I

-:-:-

DETECTION ET RECONSTRUCTION DES INTERACTIONS DE NEUTRINOS

Cette expérience est la première réalisée avec la chambre à bulles Gargamelle. Nous décrivons brièvement ses principales caractéristiques qui permettent d'obtenir, en plus du gain en quantité, un gain considérable en qualité (meilleure identification des particules, faible pourcentage d'énergie non visible, etc...) par rapport aux expériences précédentes (Ref. 2.1, 2.2 et 2.3).

1. Le détecteur - Gargamelle.

1.a - Description (Ref. 2.4)

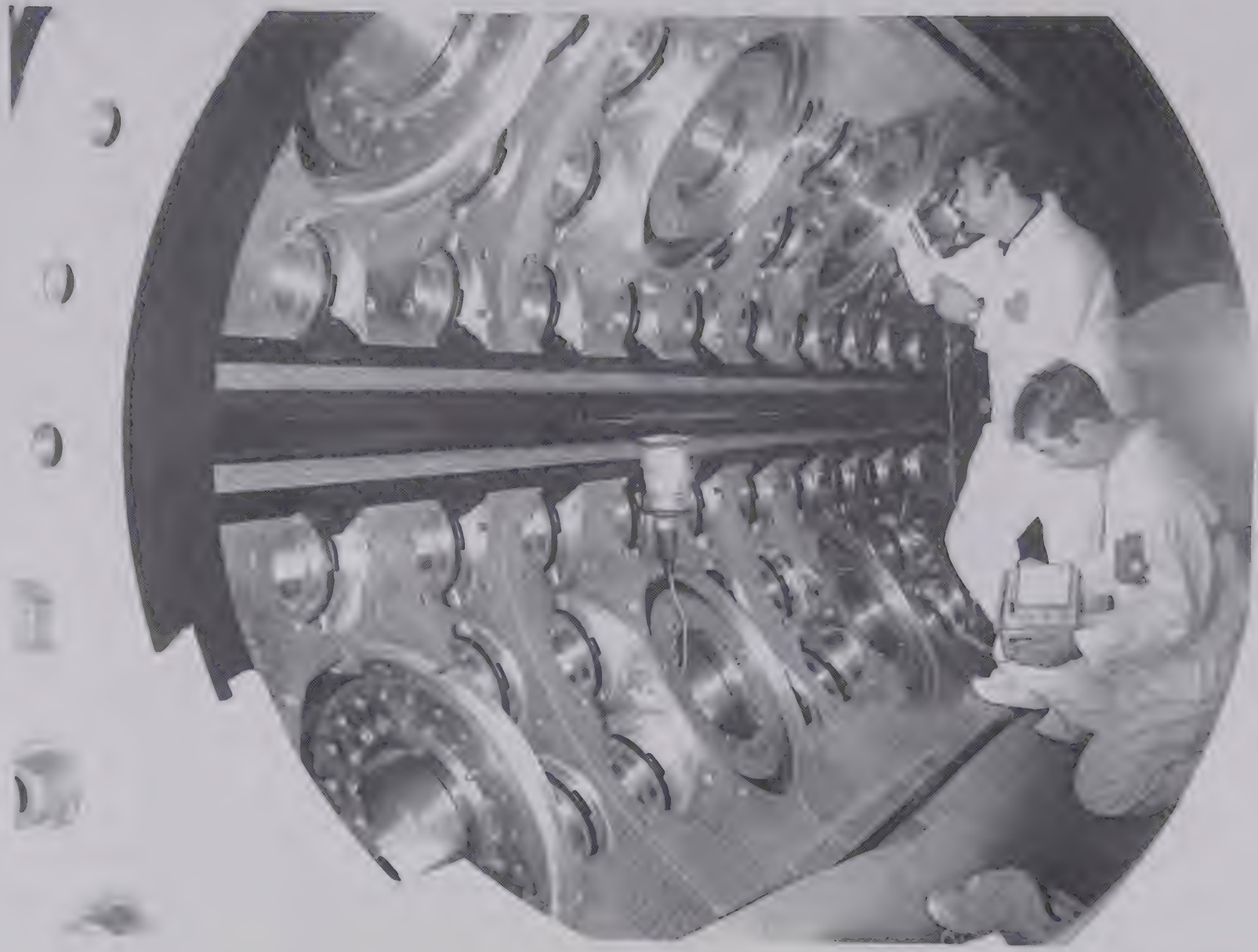
Gargamelle est une chambre à bulles à liquides lourds, cylindrique, de diamètre 1.96 m et de longueur 4.80 m. Sa forme allongée en fait un instrument spécialement bien adapté pour les faisceaux de neutrinos. Le tableau suivant donne une brève comparaison avec les autres chambres à bulles à liquides lourds (Ref. 2.5).

Désignation	Forme	Volume (litres)
BP3 Ecole Polytechnique	rectangulaire 100 x 50 x 50 cm	250
Université Michigan	cylindrique ø 100 cm, l = 70 cm	500
NPA CERN	cylindrique ø 115 cm, l = 100 cm	1 000
GARGAMELLE	cylindrique ø 196 cm, l = 480 cm	12 000

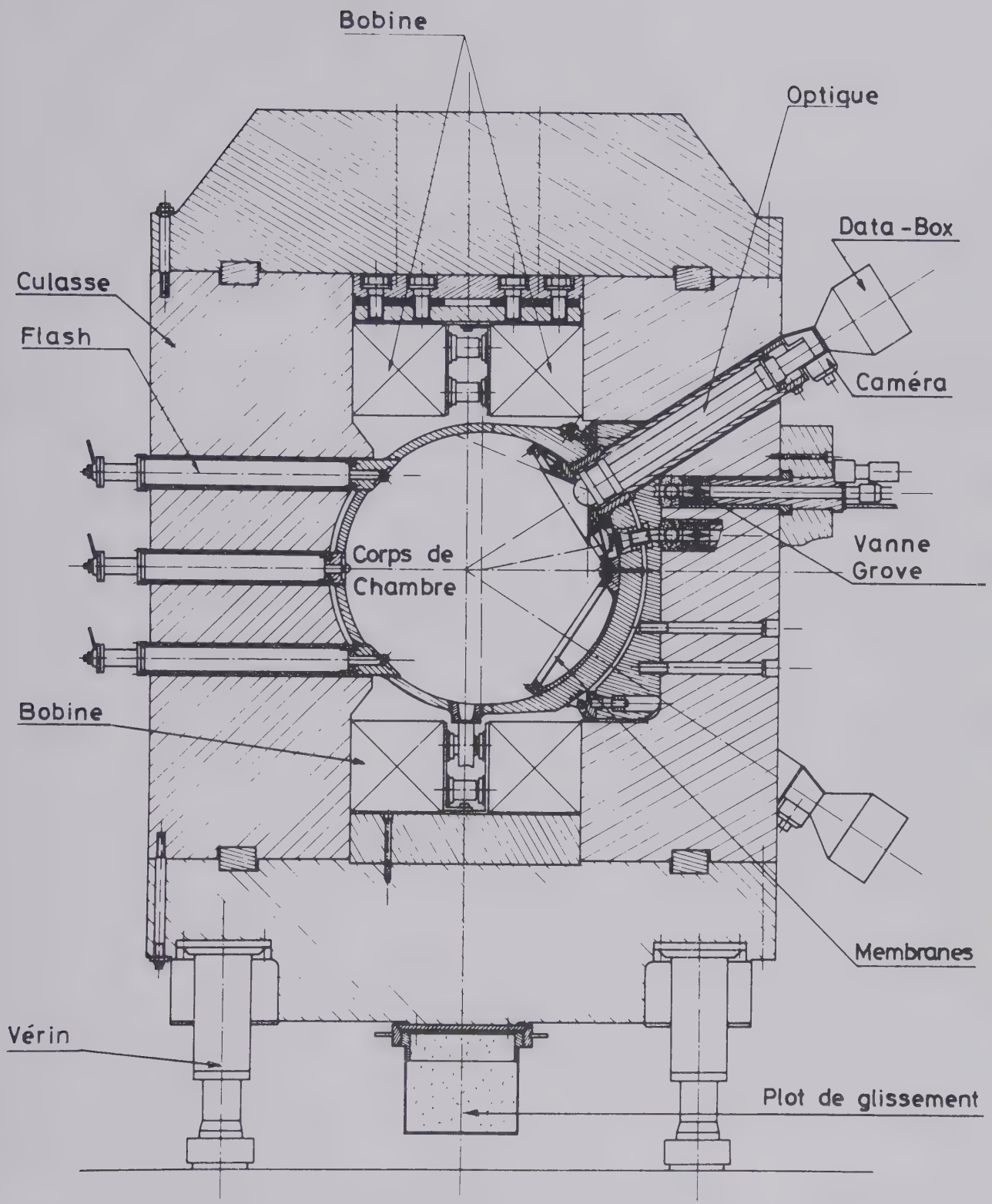
Le corps de chambre est placé dans un champ magnétique transversal de 2 Teslas, produit par un électro-aimant de type classique, composé d'un enroulement de cuivre de 94 tonnes et d'une culasse massive en fer de 840 tonnes et nécessitant une puissance électrique de 6 M W (Ref. 2.6).

Les pressions de détente (8.5 à 13.5 bars) et de recompression (20 à 25 bars) sont obtenues par l'intermédiaire d'une membrane en élastomère (Ref. 2.7) en contact d'un côté avec le liquide de la chambre et de l'autre côté avec de l'azote sous pression.

Le système de prise de vues est composé de deux



Interieur de Gargamelle



GARGAMELLE - SECTION

Fig. 2.2

rangées de quatre caméras faisant un angle de $\pm$ 33° par rapport au plan horizontal (Fig. 2.2). Cette disposition permet de visualiser une partie du volume utile sur au moins deux vues et avec une bonne stéréoscopie. L'optique (Ref. 2.8) est formée d'un objectif grand angle (110°) auquel on a ajouté un transport d'image de 1,92 m de long pour amener l'image sur le film de 70 mm de large situé hors de la culasse de l'aimant. Les distorsions sur le film sont de moins de 1% à 30 mm du centre de la vue et sont facilement corrigées (Ref. 2.10).

L'éclairage est obtenu par 21 flashes au Xenon (Ref. 2.9) situés en face des caméras. L'éblouissement des optiques de prise de vues a été évité par collage de pastilles opaques sur l'"oeil de poisson" (hublot derrière lequel est placé l'objectif).

Les axes de référence sont définis comme suit :

- l'origine O (x = y = z = O) au centre de la chambre
- l'axe x est dirigé suivant une génératrice du cylindre et a même sens que le faisceau
- l'axe y est vertical et orienté de bas en haut
- l'axe z est horizontal et orienté vers les caméras

1.b - Les avantages

La longueur d'interaction moyenne des neutrinos étant très grande, la forme cylindrique de la chambre et sa longueur la rendent particulièrement bien adaptée pour des expériences d'interactions de neutrinos.

Pour avoir une bonne mesurabilité et identification des traces et une bonne détection des neutres, nous avons défini un volume fiduciaire cylindrique dirigé suivant Ox, centré à y = O, z = - 15 cm, de rayon 50 cm et limité à x = - 200 cm et x = 175 cm. Le volume ainsi défini est de 2.95 m^3. Le liquide

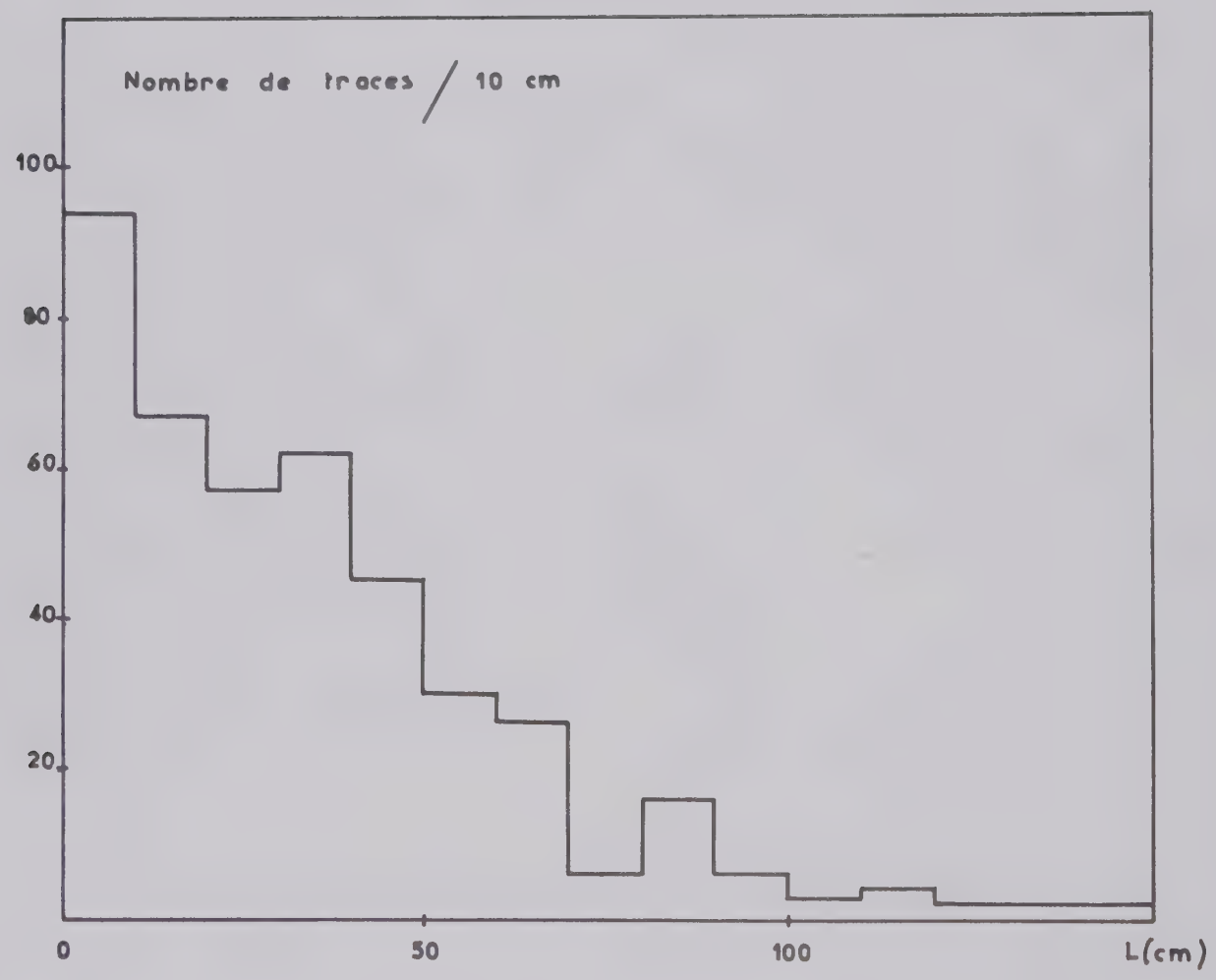


Fig 2.3a Longueur des traces qui interagissent

utilisé est le fréon lourd CF_3 Br de densité 1.5 g/cm^3, ce qui nous donne 4.5 tonnes de cible utile.

La longueur potentielle moyenne des traces observées est de 1.50 m. La longueur d'interaction moyenne - 70 cm - déduite de l'histogramme des longueurs d'interaction (Fig. 2.3) nous assure d'une bonne identification du muon qui, lui, n'intéragit pas.

La longueur de radiation du fréon lourd (X_o = 11 cm) fait que presque tous les rayons γ provenant de la désintégration des π° se matérialiseront dans la chambre.

Les neutrons émis auront une forte probabilité d'interagir à l'intérieur de la chambre; leur direction est bien connue et l'énergie peut être estimée d'après l'énergie déposée lors de l'interaction.

Le volume fiduciaire restreint par rapport au volume visible de la chambre permet d'éliminer aussi la contamination par de faux événements (particules entrantes autres que neutrinos).

1.c - Déroulement de l'expérience

L'expérience a commencé au CERN au début de 1971 par une série de prises de photos tests. L'exploitation a commencé en juin 1971, d'abord par périodes de 3 jours, ensuite par périodes d'une semaine et elle se poursuit encore actuellement. Pour chaque période, la chambre a été approximativement exposée en temps égal aux faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos. Les résultats que nous allons discuter proviennent des photos prises en 1971 :

faisceau ν 200 000 photos
faisceau $\bar{\nu}$ 230 000 photos

Elles ont été analysées à parts égales dans le cadre

de la collaboration (ABCE MOU) Aix la Chapelle, Bruxelles, CERN, Ecole Polytechnique, Milan, Orsay et University Collège de Londres.

2. Dépouillement et mesure

2.a - Description de l'appareillage

Le laboratoire de l'Ecole Polytechnique a conçu et réalisé entièrement le système de projection des photos, de même que tous les éléments électro-mécaniques (contrôle de l'avancement du film, etc...) et électroniques (connexions avec l'ordinateur).

Les deux bobines de film correspondant aux deux rangées de quatre caméras sont montées sur deux rangées de quatre optiques de projection identiques. La perforation du film permet le contrôle automatique de l'avancement et du positionnement du film.

L'image, en grandissement 11, est projetée sur une table en verre de 15 mm d'épaisseur recouverte d'une mince couche de peinture émaillée blanche ou jaune (Ref. 2.11). A 15 cm en dessous de la table, se trouve un coordinatographe à crémaillère (Ref. 2.12) dont le mouvement est régi par deux moteurs commandés soit par l'opérateur, par l'intermédiaire d'une boule, soit par l'ordinateur. La vitesse de déplacement varie entre 1mm/s et 50 cm/s et la précision est de 30 μ. Les déplacements sont enregistrés par deux codeurs optiques de pas 20 μ.

Le coordinatographe sert de support à une flèche lumineuse pour le pointé et à une caméra qui recueille l'image de la flèche et un champ de dimensions 2 x 2 cm de la vue. La caméra redonne une image agrandie (20 x 15 cm) sur un écran de télévision pour permettre un pointage précis et commode par l'opérateur (Fig. 2.4).

L'ensemble est connecté à un ordinateur de 24 000 mots de 18 bits équipé d'un disque magnétique, de deux dérouleurs

Appareil de mesure.

de bandes magnétiques et d'un télétype. Il sert d'aide au dépouillement, d'enregistreur et de guide à la mesure (Ref. 2.14).

Le choix de l'enchaînement des différentes opérations est fait par le physicien comme un menu à la carte. Ensuite l'opérateur est guidé pas à pas par l'intermédiaire d'un tableau de diagnostic. Au niveau du dépouillement, le programme aide l'opérateur à démêler les traces et rayons γ issus des différents vertex d'interactions et,en même temps, on enregistre les positions sur chaque vue des différents éléments (prémesure). A la mesure, le programme indique à l'opérateur chaque élément à mesurer par l'intermédiaire de la flèche et évite ainsi les éventuels oublis. Il guide également dans le choix de l'espacement des points sur une trace et vérifie la qualité du pointé.

2.b - Critères de dépouillement

Le but du dépouillement est de relever toutes les interactions de neutrinos et d'antineutrinos, ainsi que les différentes sources de bruit de fond possibles, réparties dans les catégories suivantes :

a) candidat neutrino ou antineutrino avec $\mu^{\pm}$ ou $e^{\pm}$
b) interaction avec $\pi^{\pm}$et (ou) protons et (ou) rayons γ (y compris les événements avec uniquement des rayons γ d'origine située dans la chambre).
c) interaction avec uniquement des protons
d) électrons ou rayons γ isolés
e) interaction de traces chargées entrantes

Les critères de dépouillement sont alors très simples : on note tous les vertex d'interactions possibles dans la chambre, visibles sur au moins deux vues, à l'exception cependant des désintégrations de muons entrant et des interactions et gerbes liées aux rayons cosmiques et bien reconnaissables. Pour les catégories c) et d), on ne note que si la longueur totale en projection dépasse 5 cm sur une des vues afin d'éliminer les neutrons de basse énergie qui ne nous intéressent pas.

Le lot de photos a été dépouillé deux fois pour l'ensemble des interactions ; les événements à plusieurs branches ont été trouvés avec une efficacité proche de 1.

Les interactions quasi-élastiques du type :

$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ sans proton visible

$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ sans étoile de neutron visible

ont été observées dans ces deux dépouillements avec une efficacité de 70% seulement. En conséquence, un dépouillement spécial pour rechercher les interactions à une seule trace a été réalisé ; après cela, l'efficacité de détection pour cette topologie a été trouvée voisine de 1.

2.c - Identification des particules

Lors de la prémesure de l'interaction, l'opérateur indique les types de fin de trace ; après la mesure, chaque identification de fin de trace est vérifiée par un physicien et modifiée si besoin. Les particules peuvent soit s'arrêter dans le liquide (arrêt simple pour le proton, désintégration pour le π^+ et $\mu^\pm$, absorption par les noyaux des π^- et μ^-); soit interagir, soit sortir de la chambre. L'identification des fins de traces fait partie de la technique classique des chambres à bulles et nous ne développerons pas ce domaine ; nous mentionnerons cependant les différentes hypothèses de masse que nous avons affectées aux traces suivant leur type de fin.

- trace à l'arrêt
  - trace raide : proton (1)
  - trace courbe sans proton : π^- et μ^- (2)
  - trace courbe avec proton d'évaporation : π^- (Ref. 2.15) (3)

Interaction d'antineutrino

Interaction de neutrino

- désintégration
  - trace positive : μ^+ et π^+ (4)
  - trace négative : μ^- (π^-) (5)
- interaction
  - trace positive : π , proton (6)
  - trace négative : π (7)
- trace sortante
  - positive : μ, π, proton (8)
  - négative : μ, π (9)

Pour la catégorie (5), la probabilité pour un π^- d'avoir un électron en fin de trace et simuler une désintégration est très faible et inférieure à 2% (Ref. 1.14 et 2.2) ; mais l'hypothèse π^- ne peut être absolument exclue pour cette topologie.

2.d Précision des mesures

Les traces sont mesurées en projection sur toutes les vues où elles sont visibles ; les mesures sont ensuite soumises au traitement d'un programme de reconstruction dans l'espace, écrit spécialement pour les grandes chambres à bulles (Ref. 2.16). Environ chaque groupe de 5 points mesurés choisis astucieusement sur chaque vue de mesure fournit un point quasi-correspondant dans l'espace (point QCP) (Ref. 2.17). Un ajustement sur l'ensemble des points QCP fournit la direction, la courbure et la longueur de chaque trace.

Pour des traces à l'arrêt, l'énergie est donnée par les tables parcours-énergie ; en tenant compte de l'incertitude sur la longueur et du "straggling" en fin de parcours, la précision sur l'impulsion des traces à l'arrêt est de l'ordre de 2%.

Pour les traces qui interagissent ou qui sortent de la chambre, l'erreur sur l'impulsion provient des erreurs de pointés à la mesure et de la diffusion coulombienne multiple. Les figures 3.b et 3.c montrent respectivement les erreurs sur les traces qui interagissent et qui sortent. Le muon dans la

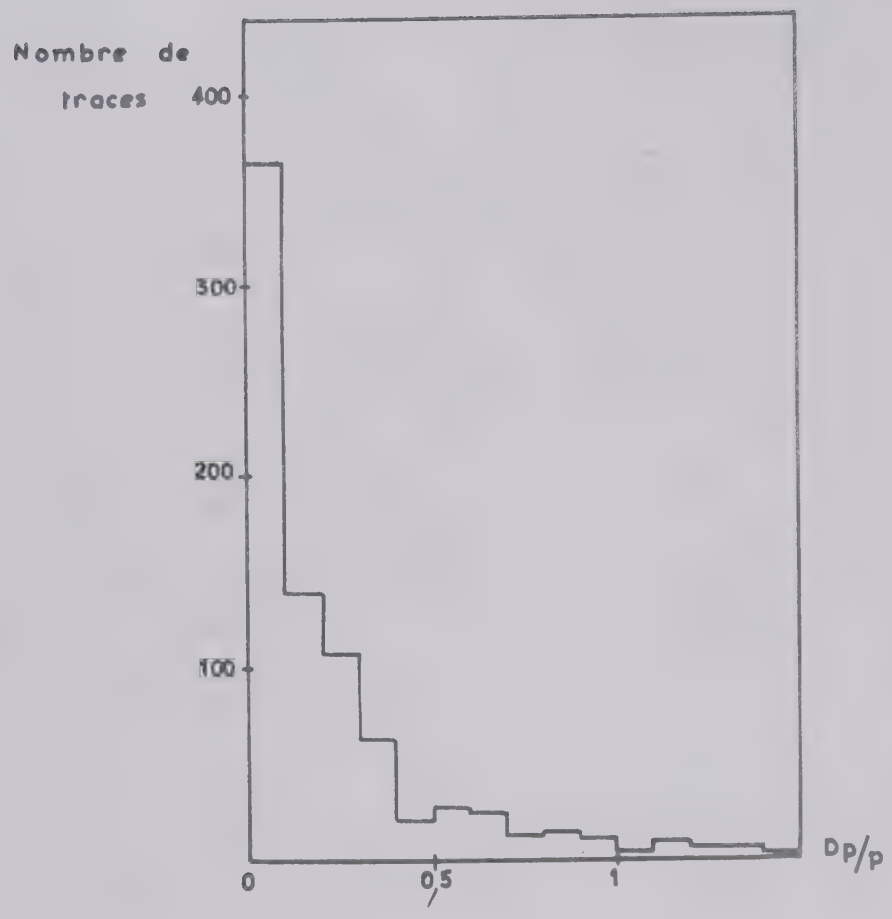


Fig 2.3 b Erreur sur les traces qui sortent de la chambre

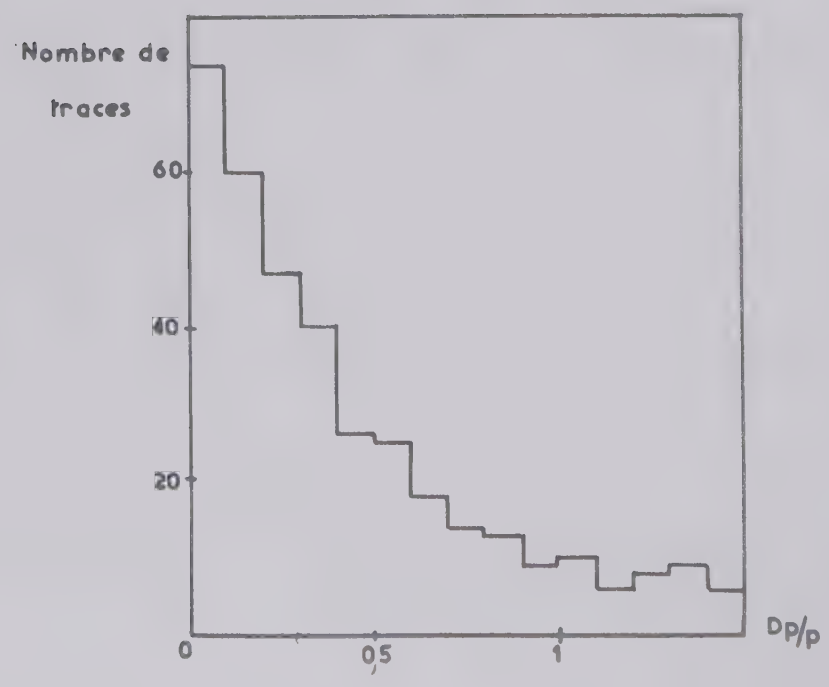


Fig 2.3 c Erreur sur les traces qui interagissent

plupart des cas entre dans la classe des traces sortantes ; la précision sur son impulsion est en moyenne de 7%, alors que sur les traces qui interagissent, elle est d'environ 15%.

Les électrons ont été mesurés par courbure et l'erreur sur l'impulsion est due essentiellement au bremsstrahlung ; l'impulsion et l'erreur ($\sim$ 30%) ont été calculées par la méthode de Behr (Ref. 2.18). Dans une partie du lot (laboratoires de Bruxelles, Milan et Londres) l'énergie de l'électron a été obtenue en mesurant la longueur totale de la gerbe électronique. La méthode est calibrée par des électrons d'énergie bien déterminée par la méthode de Behr.

CHAPITRE II

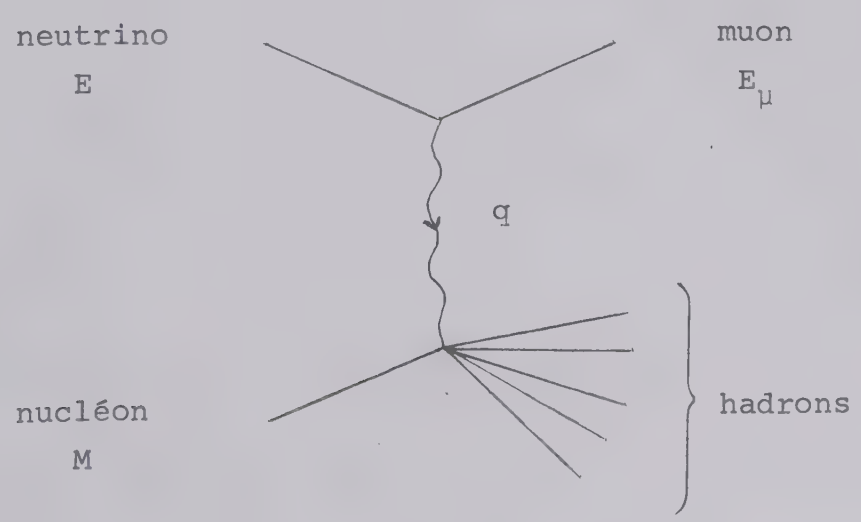
-:-:-:-

DETERMINATION DU LOT D'EVENEMENTS

Pour la mesure des sections efficaces d'interaction de neutrino et d'antineutrino, nous devons estimer correctement le nombre d'évènements et séparer les diverses sources extérieures qui peuvent simuler la présence d'un muon dans l'état final.

1. Cinématique de l'interaction.

Pour chaque interaction nous définissons les quantités suivantes :



E énergie du neutrino

E_μ énergie du muon

E_{vis} énergie déposée par le neutrino dans la chambre

M masse du nucléon

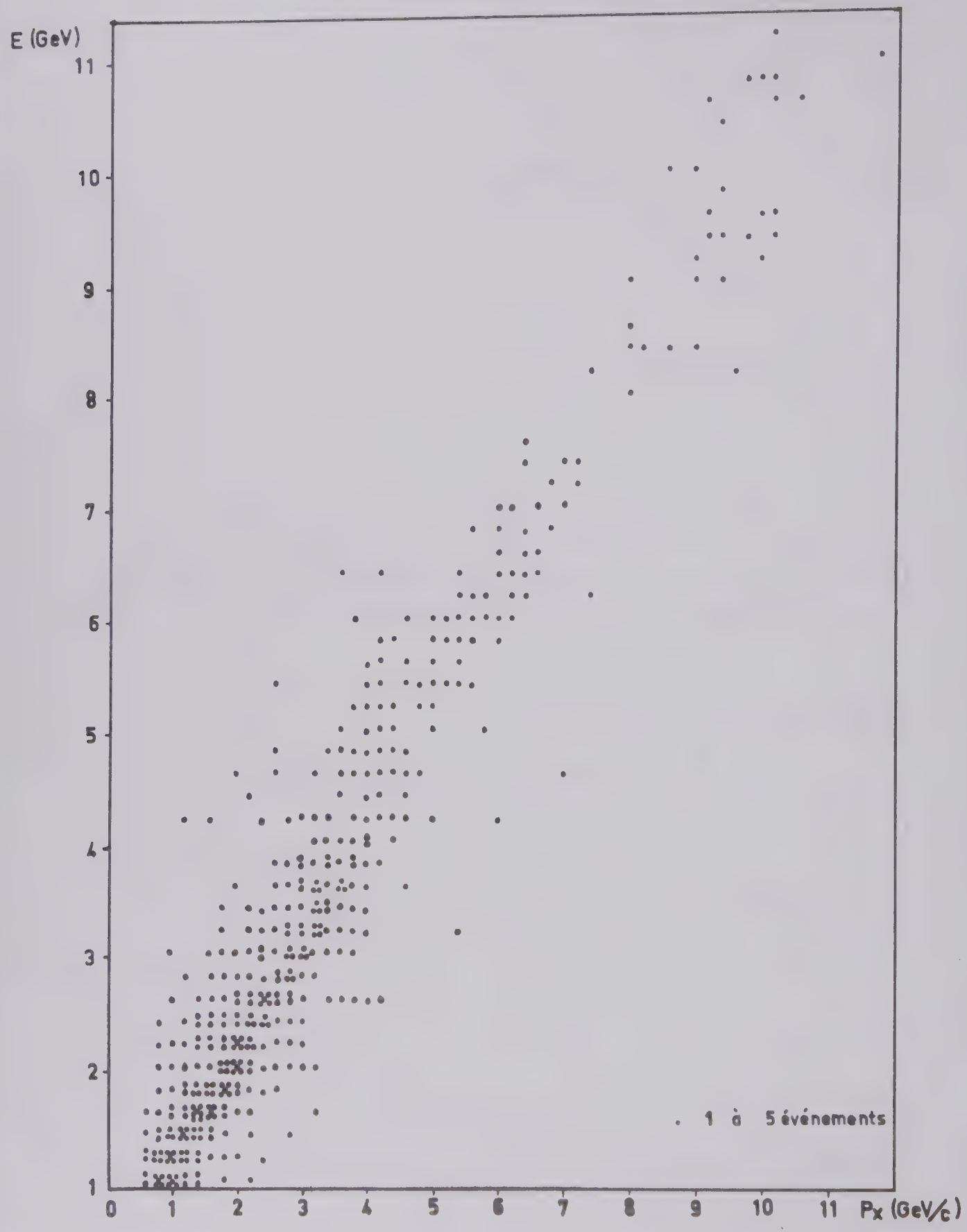


Figure 2.5 a . Diagramme E/P_x des candidats ν

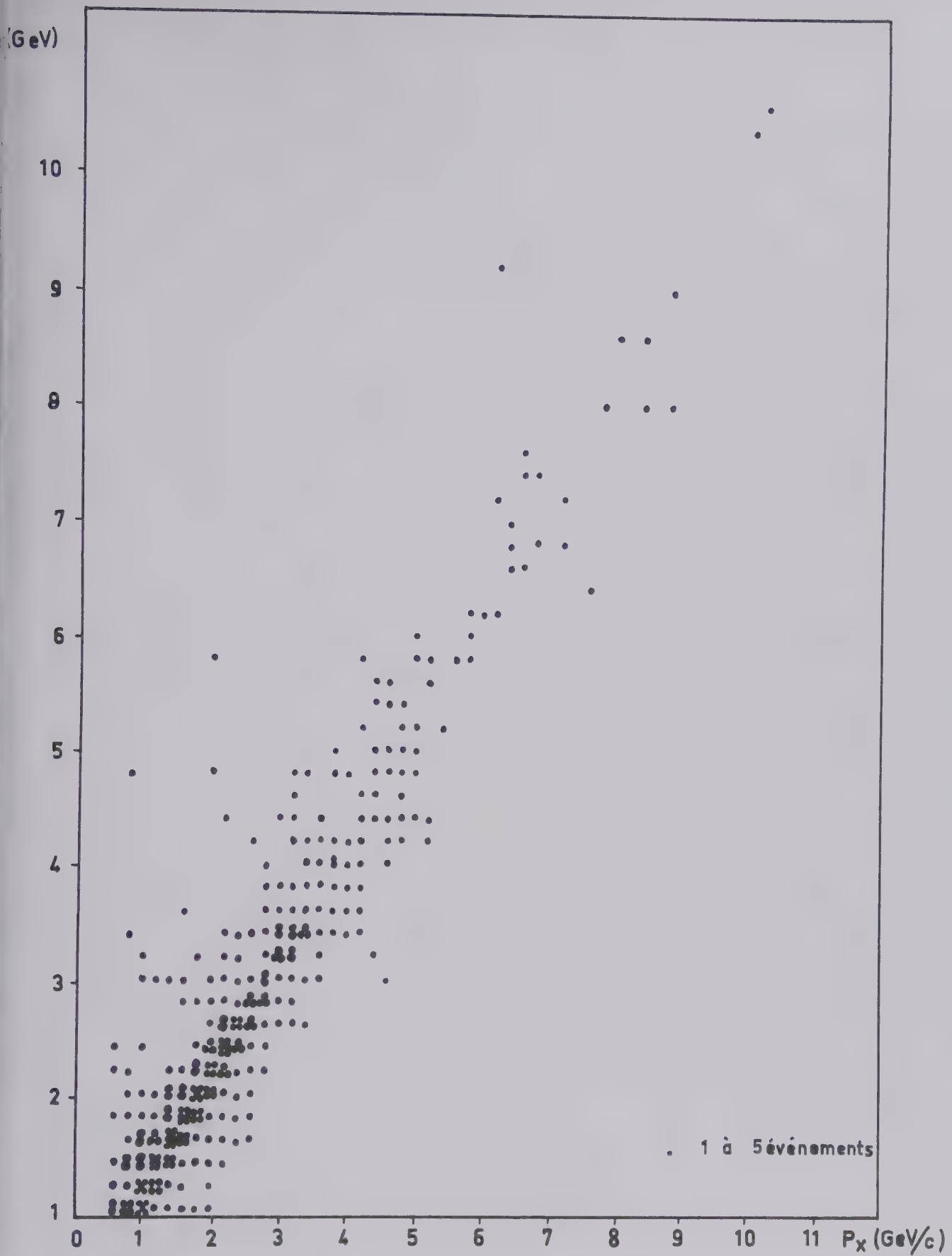


Figure 2.5 b _ Diagramme E/P_x des candidats $\bar{\nu}$

p_x, p_y, p_z somme des projections des impulsions des particules dans l'état final sur les axes Ox, Oy, Oz.

L'énergie visible est obtenue en faisant la somme des énergies du lepton et des mésons et des énergies des baryons moins la masse du nucléon.

Si aucune particule neutre ne sort de la chambre, l'énergie visible E_{vis} est égale à l'énergie E du neutrino incident. Nous verrons plus tard que la différence entre les deux est petite. Dans l'hypothèse d'un neutrino de masse nulle ($m_\nu < 1.2$ MeV/c^2), l'énergie se confond avec l'impulsion longitudinale p_x (Fig. 2.5).

L'angle solide moyen sous lequel on voit la chambre à partir du tunnel du faisceau est de 1/100 de radian ; l'impulsion transverse du neutrino au niveau de la chambre sera petite, de sorte que nous aurons :

$$p_y \simeq p_z \simeq 0$$

Il faut noter, cependant, que le nucléon cible est animé d'un mouvement de Fermi qui a pour impulsion 250 MeV/c pour le CF_3 Br (Ref. 2.15), ce qui correspond à 30 MeV d'énergie cinétique. Les particules secondaires peuvent elles-mêmes subir une diffusion sur un nucléon à l'intérieur du noyau. Ces effets, ajoutés aux erreurs de mesure, feront que les distributions en p_y et p_z auront une certaine largeur, mais la valeur moyenne sera nulle (Fig. 2.6).

$$< p_y >_\nu = - 0.02 \pm 0.01 \text{ GeV/c}, < p_z >_\nu = -0.01 \pm 0.01 \text{ GeV/c}$$

$$< p_y >_{\bar{\nu}} = - 0.01 \pm 0.01 \text{ GeV/c}, < p_z >_{\bar{\nu}} = 0.01 \pm 0.01 \text{ GeV/c}$$

Ces résultats montrent que les interactions observées viennent essentiellement du faisceau ; elles ne peuvent être dues à des neutrons d'après les distributions en x (Fig. 2.7) et radiales (Fig. 2.8) des interactions.

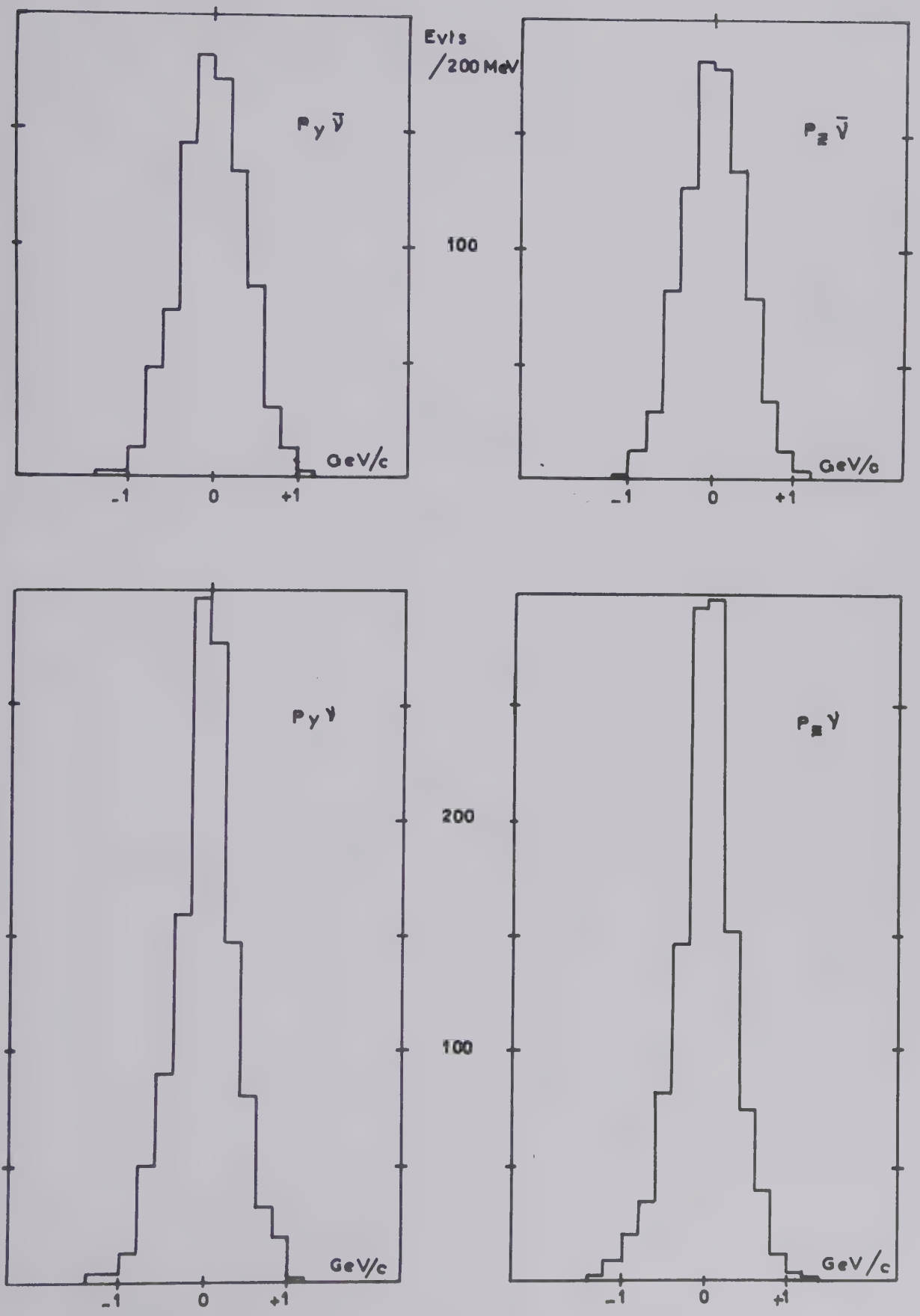


Fig 2.6 Distribution en Py et P_z

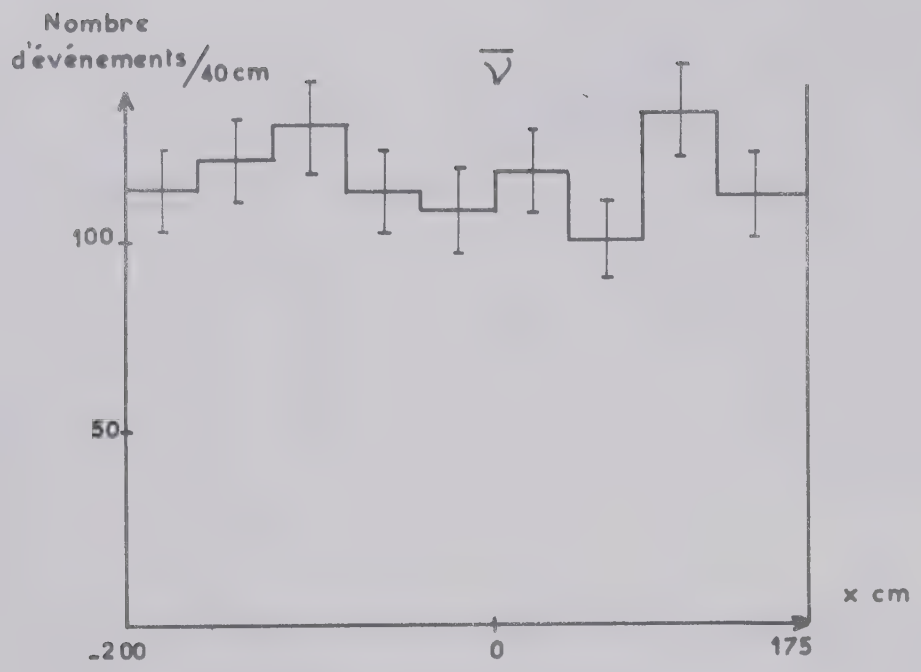


Fig 2.7 a Abcisse du vertex $\overline{V}$

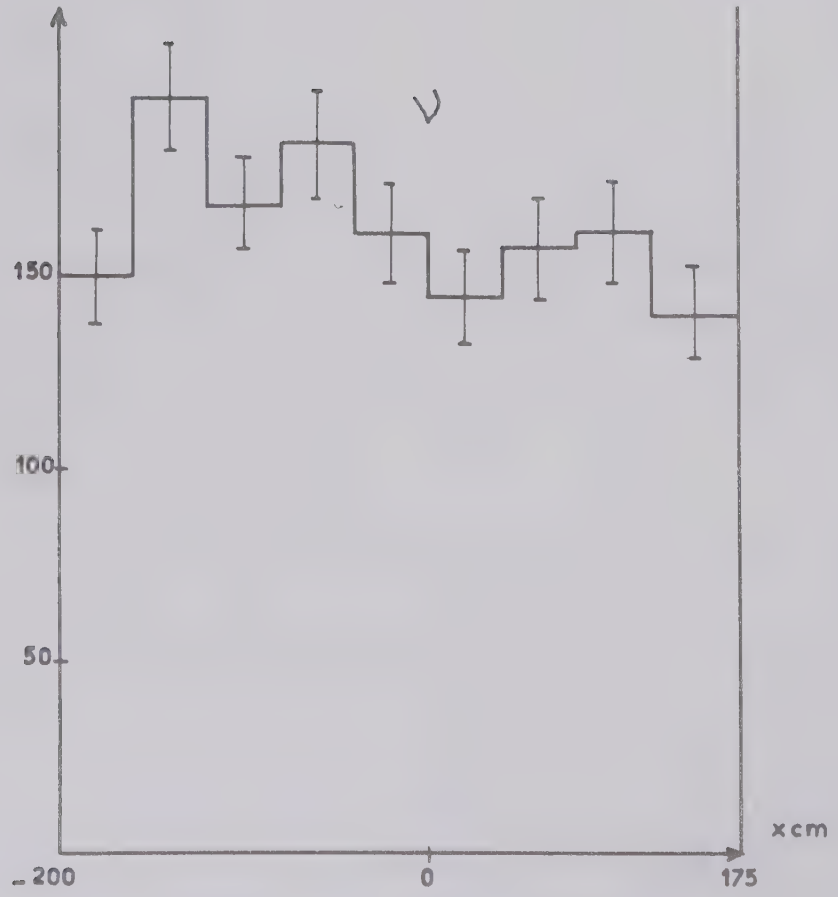


Fig 2.7 Abcisse du vertex V

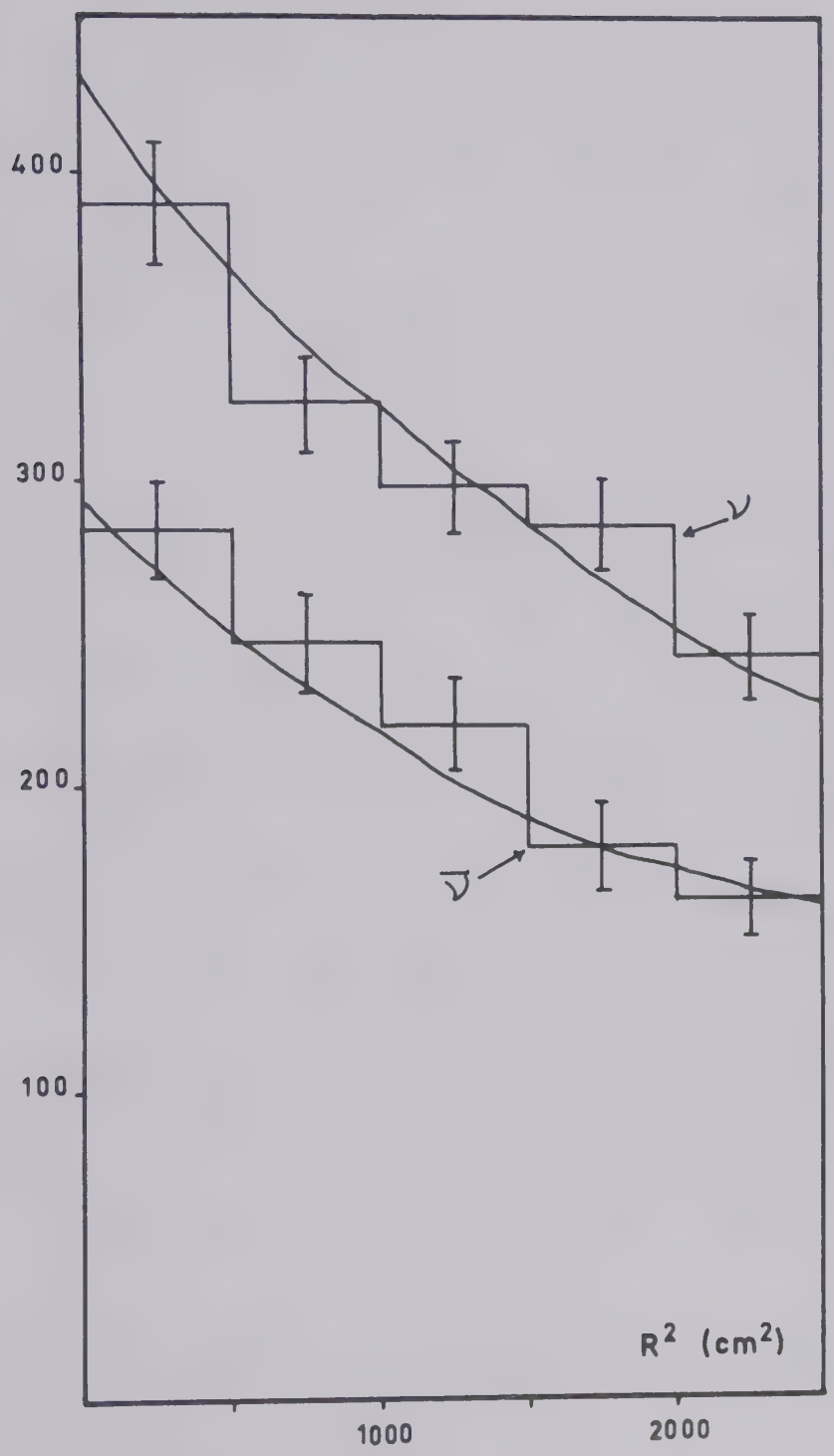


Figure 2.8_ Distribution radiale des événements

La courbe sur la figure 2.8 est la distribution attendue, en supposant une section efficace de la forme :

$$\sigma^{\nu} = 0.75 \times E \times 10^{-38} cm^2 , \quad \sigma^{\bar{\nu}} = 0,28 \times E \times 10^{-38} \ cm^2$$

Le carré du transfert q^2 est maximum quand le muon est émis vers l'arrière dans le repère du centre de masse et nous aurons (si $m_\mu << E_\mu$) :

$$q^2 \leq q^2_{max} = \frac{4 E^2}{1 + \frac{2 E}{M}} \qquad 2.1$$

Nous montrerons par la suite comment déterminer E à partir de E_{vis} ; nous coupons les événements pour lesquels $q^2 > q^2$ max (1% des événements).

2. Soustraction du bruit de fond des interactions simulant un muon dans l'état final.

Dans cette partie, nous examinons les différentes sources de bruit de fond d'événements à hadrons dont l'un simule un muon et les corrections qui en résultent. Ces interactions peuvent se diviser en deux groupes :

- interactions de particules chargées entrantes et non identifiées comme telles.
- interactions de particules neutres autres que : neutrino + nucléon $\longrightarrow$ lepton chargé + hadron

L'évaluation du bruit de fond de ces évènements est basée sur les évènements de ces deux catégories bien identifiés.

2.a - Interactions de particules chargées entrantes

Les particules entrantes proviennent essentiellement de deux sources qui sont les rayons cosmiques et les secondaires

d'interactions de neutrinos et autres dans les éléments entourant la chambre (corps de chambre, culasse de l'aimant, fin du blindage, ...).

Les interactions des particules du rayonnement cosmique sont aisément identifiées par leur caractéristique et leur énergie. Les interactions de particules secondaires provenant de rayons cosmiques se distinguent dans la plupart des cas par leur ionisation et sont rejetées au dépouillement. Ces événements arrivent en effet de façon aléatoire par rapport au passage des particules du faisceau et donc de sensibilisation de la chambre . De plus, la direction initiale, haut/bas, de ceux qui restent, fera que p_x sera voisin de zero.

Pour les traces entrantes liées aux interactions de neutrinos dans le pourtour de la chambre, le choix du volume fiduciaire qui laisse au minimum 40 cm de parcours de la trace dans la chambre avant le volume fiduciaire, fait qu'une bonne partie interagit en dehors et est rejetée. Si l'événement est traité de la même façon qu'une interaction de neutrino (la trace entrante est prise comme sortante), la conservation de l'impulsion implique que :

$$p_x \simeq p_y \simeq p_z \simeq 0$$

Le sens du parcours de la trace entrante peut être reconnu par la présence d'un rayon δ où par le changement de courbure dû à la perte d'énergie de la particule.

Dans la figure 2.9, nous reportons, pour chaque interaction de trace entrante reconnue, P_x en abscisse et E_{vis} en ordonnée. Nous remarquons que tous les événements sont situés à P_x <600 MeV/c; pour s'affranchir du bruit de fond de ces événements, nous rejetons tous les événements pour :

$$P_x < 600 \text{ MeV/c} \qquad 2.2$$

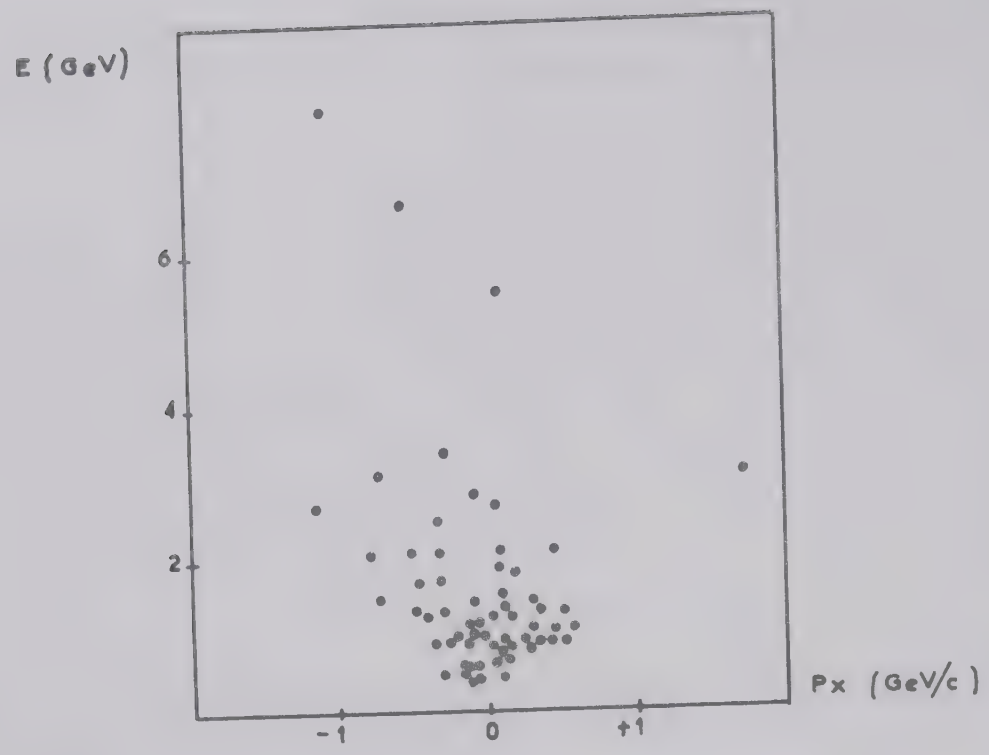


Fig 2.9 E/Px des traces entrantes

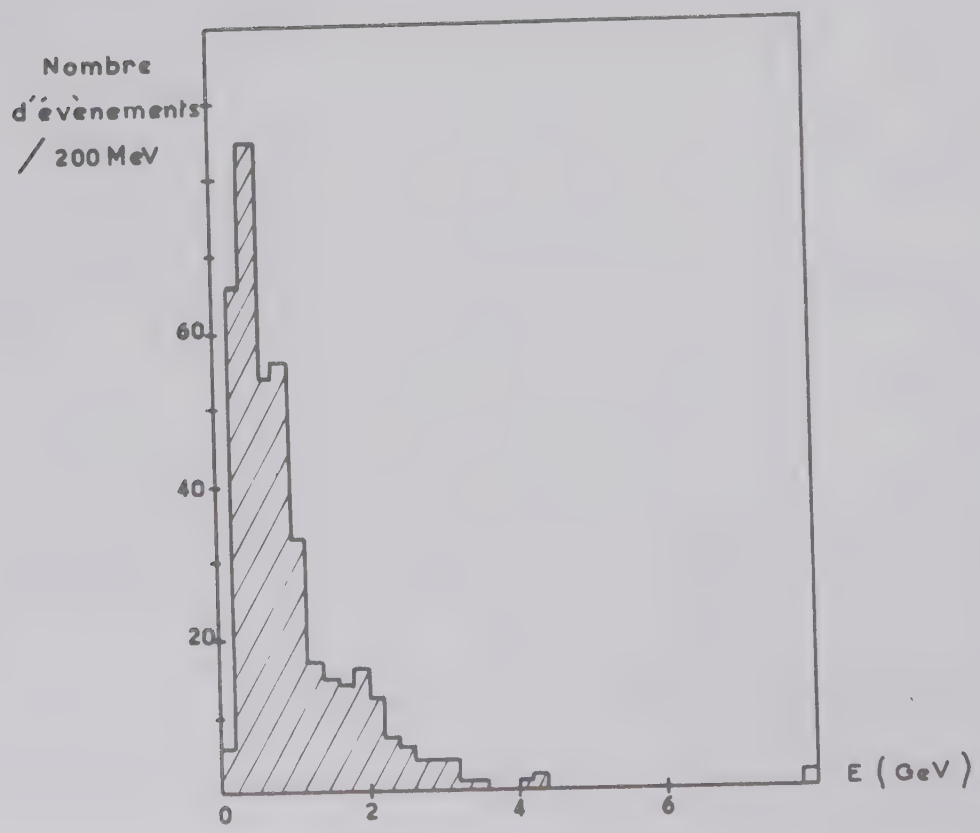


Fig 2.10 Energie des évenements hadroniques

2.b - Interaction des particules neutres entrantes

Nous nous intéressons ici au bruit de fond dû aux processus différents d'une interaction de neutrino donnant un lepton chargé dans l'état final. Ce bruit de fond provient des neutrons ou d'autres processus (Ref. 2.16) produisant uniquement des hadrons dans l'état final et dont l'un simule un candidat lepton. Les neutrons proviennent principalement des interactions de neutrinos dans le pourtour de la chambre ; ceux qui proviennent des rayons cosmiques et non-identifiés par ionisation sont dirigés haut/bas et ont une forte chance d'être rejetés par la coupure en p_x ou la coupure en impulsion transverse (p_t < 1 GeV/c) déduite d'après les distributions en p_y et p_z.

La figure 2.10 montre la distribution en énergie des événements de ce type bien identifiés ; une grande partie se trouve en dessous de 1 GeV. Pour cette raison et à cause de l'imprécision sur le flux en dessous de 1 GeV, nous avons fait une coupure en énergie pour les événements d'énergie :

$$E < 1 \text{ GeV} \qquad 2.3$$

Le tableau suivant donne le nombre d'événements avant et après les coupures en p_x et E.

	ν	$\bar{\nu}$
avant coupure	3014	1338
après coupure p_x et E	2616	1020

L'étude des événements d'énergie supérieure à 1 GeV fait l'objet de la thèse de J.P. VIALLE. Pour soustraire le

bruit de fond de ces événements, nous nous basons sur le lot d'évenements hadroniques bien identifiés et nous calculons la possibilité P_i pour chacune des traces pioniques de ne pas intéragir et de simuler un muon. En tenant compte du parcours potentiel l_{pot} de la trace dans le volume visible de la chambre, la probabilité p_i est donnée par :

$$p_i = 1 - e^{\frac{-l_{pot}}{\lambda}} \qquad 2.4$$

λ est la longueur d'interaction des pions ; elle est obtenue à partir de l'histogramme des longueurs d'interactions (Fig. 2.3). Elle est trouvée voisine de 70 cm dans le fréon lourd.

La probabilité totale p pour un événement hadronique de simuler un muon dans l'état final est donnée par :

$$(1 - p) = \prod_{\substack{\text{tous les} \\ \text{pions}}} e^{\frac{p_i}{-l_{pot}}{\lambda}}$$

Le tableau 2.11 suivant donne le niveau du bruit de fond en nombre d'événements et en pourcentage, en fonction de l'énergie.

	E	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	>10
ν	evts	14,7	9,1	4,9	0,1	/	/	/	/	/	/
	%	1,7	1,1	1,2	0,5	/	/	/	/	/	/
$\bar{\nu}$	evts	11,6	5,5	0,3	/	1,9	0,1	/	/	/	/
	%	3,4	1,7	0,2	/	5,8	0,6	/	/	/	/

3. Soustraction du bruit de fond d'interactions de neutrinos dans le lot d'antineutrinos et inversement.

Ce bruit de fond provient des interactions de neutrinos (d'antineutrinos) dans le faisceau d'antineutrinos (de neutrinos), qui, en plus du candidat μ^- (μ^+) ont un hadron qui simule un candidat μ^+ (μ^-). On appelle ambigu ce type d'événement.

Le tableau 2.12 reporte le nombre d'interactions en fonction de l'énergie à un ou plusieurs candidats muons du bon signe, le nombre d'évenements ambigus, les événements à un ou plusieurs candidats muons du mauvais signe et le nombre d'interactions attendues ν ($\bar{\nu}$) dans les $\bar{\nu}$ (ν).

Ce nombre a été déterminé en utilisant la contamination calculée (appendice 2), une première approximation du rapport des sections efficaces neutrinos et antineutrinos.

	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10
candidat(s) μ^- uniqt	725	602	326	116	74	41	32	21	28
ambigus	135	198	90	64	27	21	11	9	15
candidat(s) μ^+ uniqt	44	24	10	9	2	3	-	1	1
inter. $\bar{\nu}$ attendues	1.4	1.0	0.6	0.2	-	-	-	-	-

Tableau 2.12a - Lot neutrino

	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10
candidat(s) μ^+ uniqt	313	281	131	70	27	12	7	0	2
ambigus	42	48	28	12	8	4	4	3	-
candidat(s) μ^- uniqt	34	24	17	4	6	-	1	-	-
inter. ν attendues	9,6	10,0	9,2	6,7	5,6	4,6	3,8	1,1	1,0

Tableau 2.12b - Lot antineutrino

En tenant compte, en plus, de la probabilité pour un événement $\bar{\nu}$ d'avoir un candidat muon négatif, le bruit de fond des interactions d' $\bar{\nu}$ dans les événements ambigus ν est négligeable (0.1%), soit environ 5 événements en tout. Les candidats $\bar{\nu}$ observés dans le lot ν proviennent alors presque entièrement du bruit de fond des évènements hadroniques.

Dans le faisceau d'antineutrino, le flux de neutrinos est plus important et le rapport des sections efficaces joue en sens inverse et augmente le bruit de fond. Ces interactions constituent la plus grande partie des événements à candidats μ^-. Nous soustrayons alors au nombre d'événements ambigus la contamination en événements neutrinos obtenue en multipliant le nombre de candidats neutrinos par la probabilité d'être ambigus, déduite à partir du lot neutrino.

CHAPITRE III

-:-:-:-

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons vu que l'énergie du neutrino est obtenue en mesurant l'énergie déposée dans la chambre. Une fraction des particules neutres (neutrons, γ de π°) peut cependant sortir du détecteur sans interagir. Dans cette partie nous allons estimer les différentes corrections à apporter à l'énergie dues à ces pertes. Ensuite nous allons pouvoir calculer les sections efficaces en fonction de l'énergie, ainsi que les valeurs moyennes de $\rho = E\mu/E$.

1. Corrections à l'énergie visible

1.a - Correction des rayons γ manquant

Lors de la vérification des événements par physicien, le pointage des rayons γ sur l'interaction a été revu et les γ de bremsstrahlung rejetés. Pour nous en convaincre nous reportons dans la figure 2.13, les angles entre les lignes de vol des rayons γ pris 2 à 2 dans les événements à 3 γ, nous n'observons pas de pic pour des angles voisins de O.

La petite longueur de radiation (X_o = 11 cm) associée au grand volume de détection fait que la probabilité de perdre deux rayons γ est négligeable. Nous corrigerons donc la perte en γ pour les événements à nombre de γ impair. Le tableau suivant représente l'énergie moyenne des rayons γ pour les différentes multiplicités de γ.

Multiplicité	1γ	2γ	3γ	> 4γ	nγ
$\langle E_\gamma \rangle_{\nu MeV}$	251 ± 26	229 ± 10	196 ± 15	235 ± 13	225 ± 7
$\langle E_\gamma \rangle_{\bar{\nu} MeV}$	266 ± 27	236 ± 15	229 ± 22	237 ± 23	239 ± 10

Tableau 2.14 - Energie moyenne des rayons γ

Nous remarquons que l'énergie moyenne des γ est pratiquement indépendante de la multiplicité, et égale à 230 MeV. Pour les événements à nombre de γ impair,nous ajouterons 230 MeV à l'énergie visible. Cette correction représente en moyenne 10% de l'énergie de l'événement, mais leur nombre ne représente que respectivement 9% et 7% du nombre total d'événement ν et $\bar{\nu}$. La correction sera minime sur l'ensemble du spectre.

1.b - Correction de perte d'énergie des neutrons

La distribution des longueurs d'interaction des neutrons (fig. 2.15) donne une longueur d'interaction moyenne d'environ 70 cm ; si nous comparons ce nombre avec la longueur potentielle moyenne qui est de 1.50 m, nous remarquons qu'une forte proportion des neutrons interagira dans la chambre. Lors de l'interaction, le neutron déposera une partie de son énergie sous forme d'énergie visible qui pourra être mesurée. Une petite fraction sortira de la chambre sans interagir, nous avons alors deux étapes à franchir :

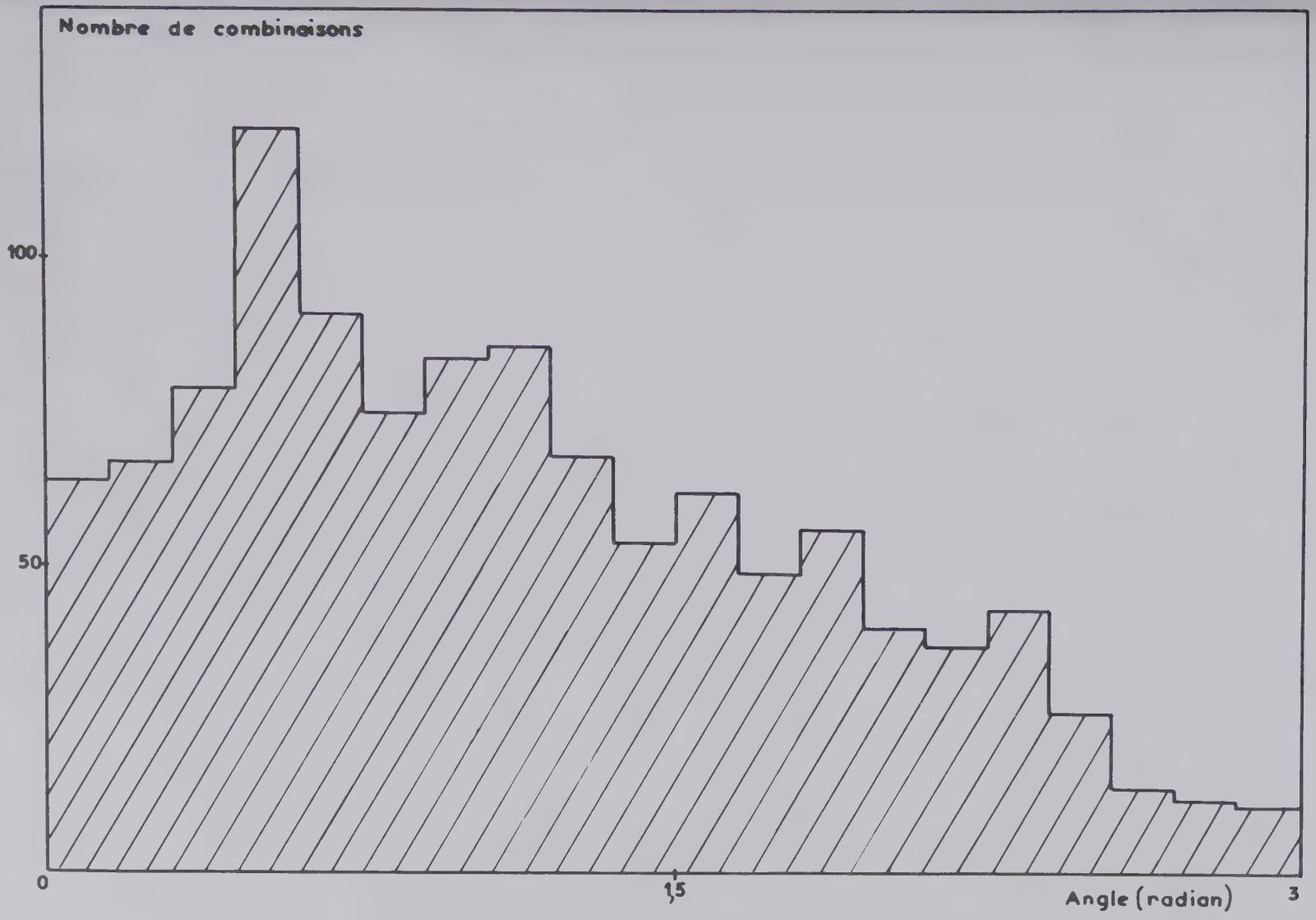


Fig 2.13 Angle entre les lignes de vol des rayons γ parmi les évènements à 3 γ

i) estimer l'énergie du neutron à partir de l'énergie visible déposée lors de son interaction.

ii) déterminer la fraction de neutrons qui sortent de la chambre sans interagir.

- Fraction de l'énergie du neutron déposée sous forme d'énergie visible

Dans la plupart des interactions de neutrons, nous ne disposons d'aucune information sur l'énergie E_n du neutron éventuel dans l'état final. Nous devons donc estimer la fraction d'énergie ξ emportée par le neutron secondaire par rapport à l'énergie incidente E_n, qui sera donnée par :

$$E_n = \frac{E_v}{1 - \xi} \qquad 2.5$$

où E_v est l'énergie visible déposée par le neutron incident. Le paramètre ξ est donné par la compilation (réf. 2.21) des données d'interactions de neutrons sur nucléons. La courbe de ξ (fig. 2.16) est pratiquement indépendante de l'énergie du neutron. L'énergie du neutron est alors obtenue par la relation 2.5 en prenant pour ξ sa valeur moyenne = 2/3

- Critères d'association du neutron

Pour éliminer les étoiles de neutrons dans la même photo mais non correlées à l'interaction du neutrino, nous avons une coupure en longueur d'interaction L_I basée sur l'histogramme de la figure 2.15

$$L_I < 140 \text{ cm}$$

Nous avons également exigé que l'impulsion totale des particules secondaires de l'interaction soit vers l'avant par rapport à la ligne de vol. D'après les distributions en p_y et p_z, nous avons exigé que l'impulsion transverse soit inférieure à 1 GeV/c. Ces différentes coupures évitent également de prendre comme interaction de neutron, un deuxième événement neutrino dans la même photo (30 dans le lot ν, 2 dans le lot $\bar{\nu}$).

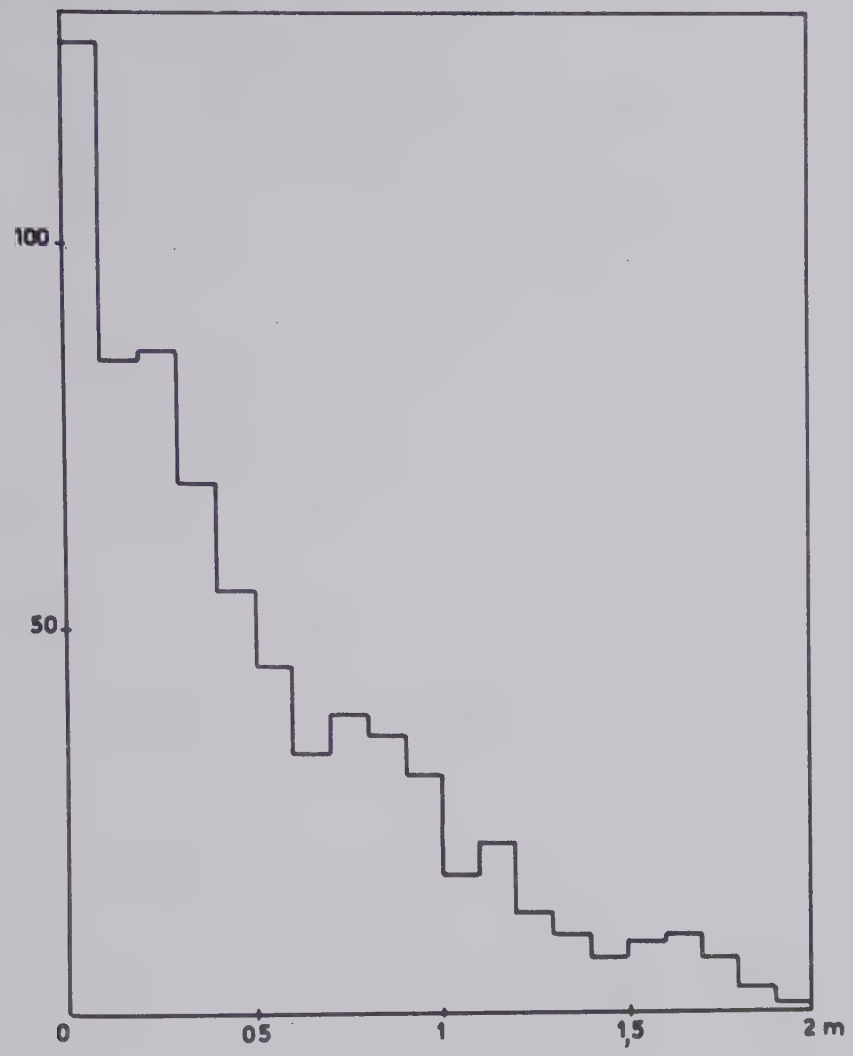


Fig 2.15 Longueur d'intéraction des neutrons

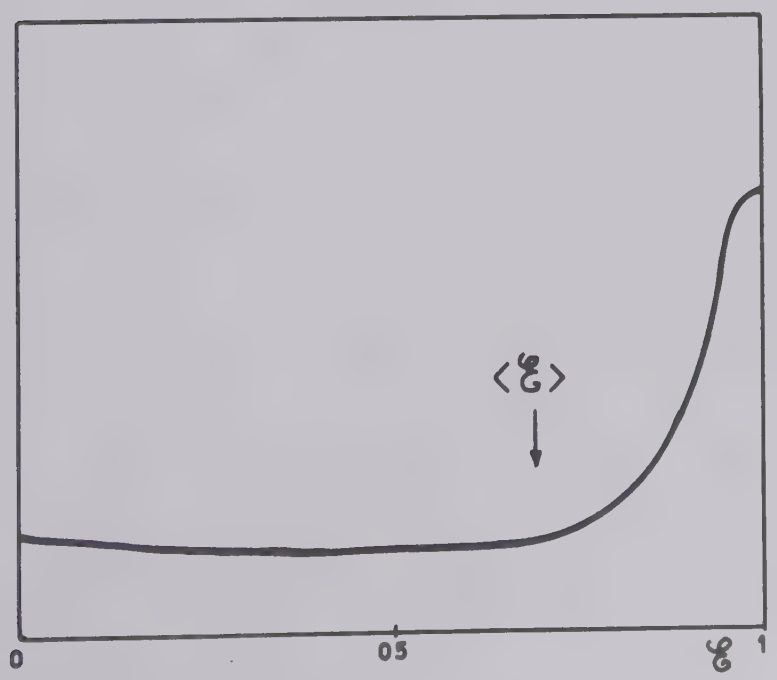


Fig 2.16 Inélasticité des neutrons

- Correction due aux neutrons non visibles

En principe pour les événements sans proton dans l'état final, on pourrait conclure à la présence d'un neutron. Mais les réinteraction des hadrons à l'intérieur du noyau masquent cet effet. On s'achemine alors vers une correction globale sur l'ensemble des événements sans neutron. Le nombre d'événements étant assez grand, l'effet sur l'ensemble du spectre en énergie sera le même que pour une correction événement par événement. On procède en deux étapes à partir des événements à neutron visible :

- on détermine la courbe donnant l'énergie du neutron en fonction de l'énergie visible.
- on calcule la fraction d'événements à neutron non visible par rapport à l'ensemble des événements sans neutron visible.

Les figures 2.17 représentent l'énergie moyenne du neutron E_n en fonction de l'énergie visible E_{vis} pour les interactions de neutrinos et d'antineutrinos. Nous pouvons ajuster une droite sur les deux distributions, et nous obtenons :

$$\nu : \langle E_n \rangle^{\nu} = (0.45 \pm 0.15) + (0.15 \pm 0.08)\ E_{vis}\ \text{GeV}$$

$$\bar{\nu} : \langle E_n \rangle^{\bar{\nu}} = (0.45 \pm 0.15) + (0.17 \pm 0.09)\ E_{vis}$$

La proportion p des événements avec neutron non visible par rapport aux événements sans neutron visible est obtenue en calculant pour chaque événement avec neutron la probabilité de perdre le neutron, soit parce qu'il sort de la chambre, soit parce qu'il est rejeté par la coupure en longueur d'interaction.

Nous obtenons :

$$p = 0.10 \text{ pour les } \nu$$
$$p = 0.175 \text{ pour les } \bar{\nu}$$

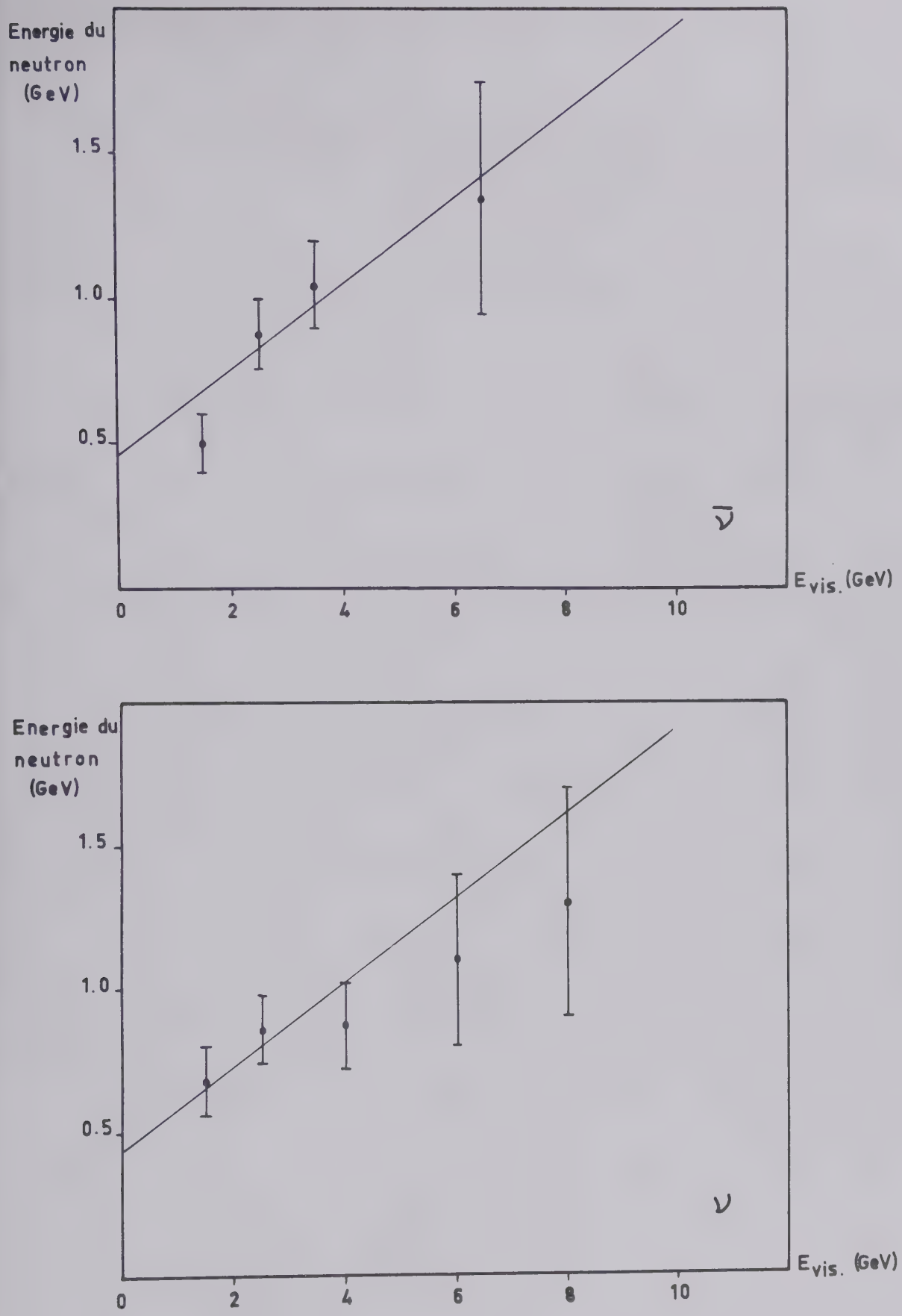


Figure 2.17. Energie cinetique moyenne des neutrons en fonction de l'energie visible.

La correction ΔE globale appliquée aux événements sans neutron visible est alors égale à :

$$\Delta E^{\nu} = 0{,}10 * \langle E_n \rangle^{\nu}$$

$$\Delta E^{\bar{\nu}} = 0{,}175 * \langle E_n \rangle^{\bar{\nu}}$$

Cette correction représente en moyenne 2% de l'énergie dans les neutrinos, et 5% dans les antineutrinos.

1.c - Estimation de l'énergie des traces non mesurables

La mesure de l'impulsion par courbure pour des traces qui interagissent très rapidement à moins de quelques centimètres du vertex primaire fournit un résultat non significatif dans la plupart des cas (7% de l'ensemble des traces qui interagissent). Une indication de l'énergie de la trace nous est cependant donnée par la mesure des secondaires de l'interaction du hadron. Mais là aussi, toute l'énergie n'est pas déposée sous forme d'énergie visible et il nous faut calibrer la méthode. Nous disposons d'un lot suffisamment important de traces bien mesurées qui interagissent. La figure 2.18a représente la différence Δp entre l'impulsion réelle mesurée par courbure et l'impulsion déterminée à partir de l'énergie visible des secondaires. Pour les traces non mesurables, nous ajouterons à l'impulsion minimum calculée à partir de l'énergie visible des secondaires la valeur moyenne de Δp avec une erreur correspondant à la largeur de la courbe 2.17.

$$\langle \Delta p \rangle^{\nu} = 410 \pm 200 \text{ MeV/c}$$

$$\langle \Delta p \rangle^{\bar{\nu}} = 310 \pm 150 \text{ MeV/c}$$

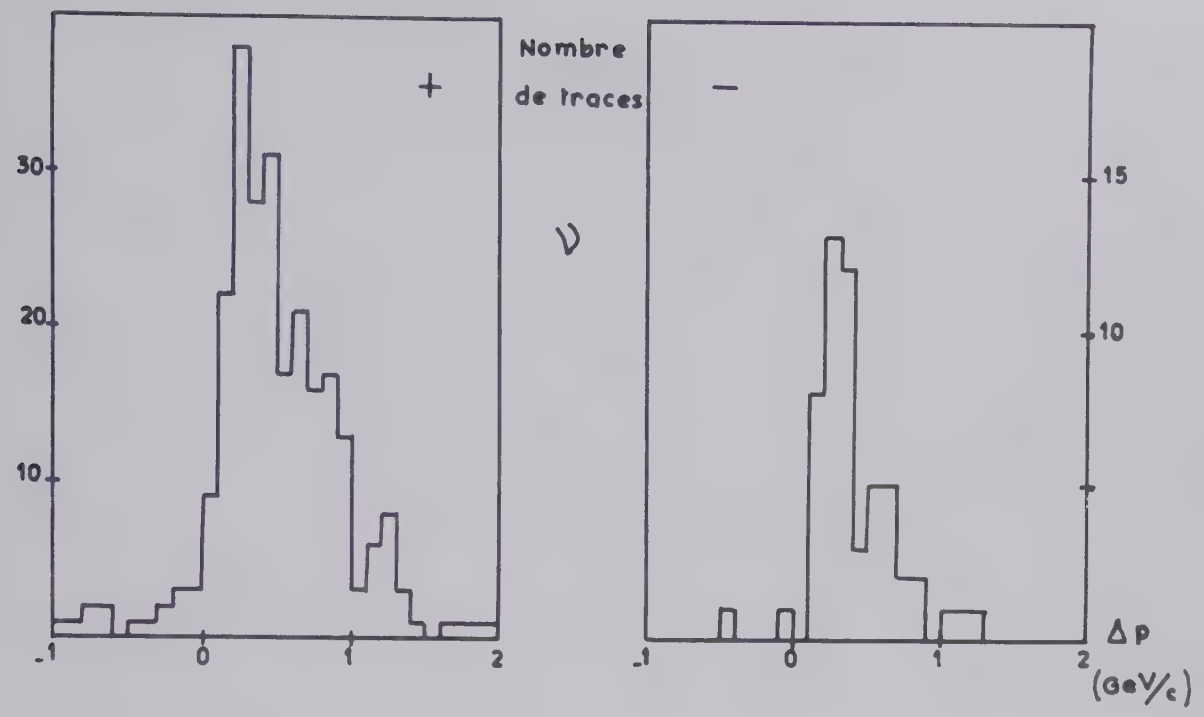
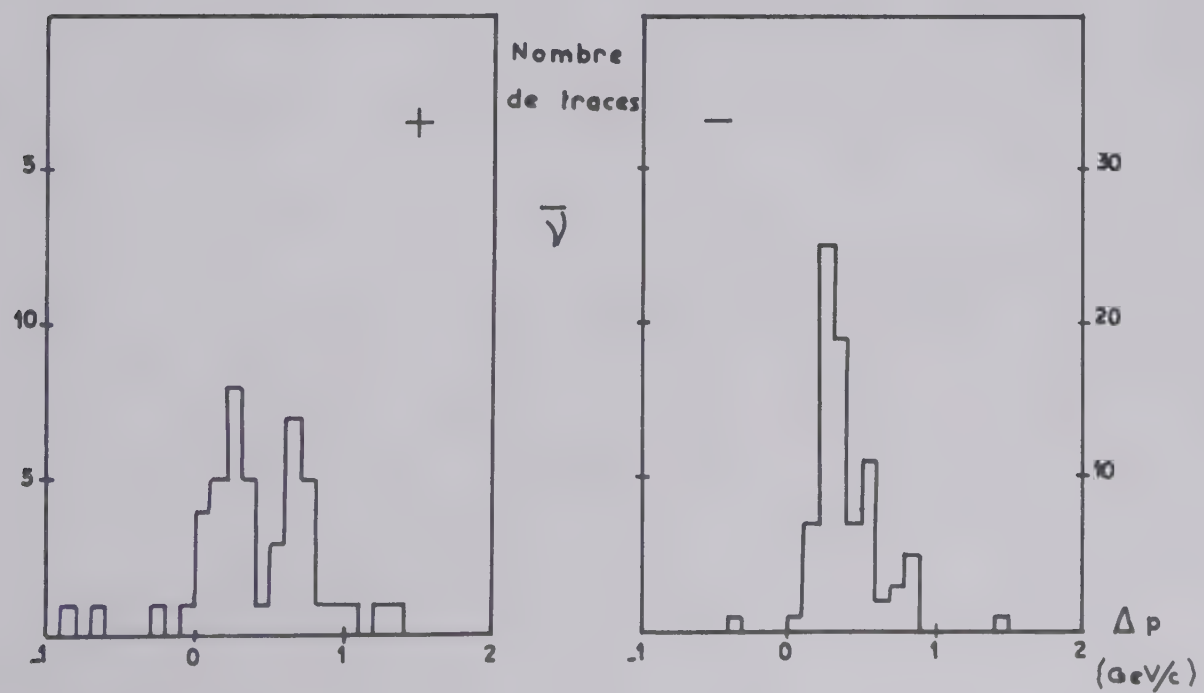


Fig 2.18 Différence entre l'impulsion des traces qui interagissent et l'impulsion minimum à partir des secondaires



1.d - Ambiguité π - proton

Pour les traces positives qui interagissent, l'identification entre π ou proton n'est pas possible au niveau du dépouillement. Si l'on prend un π pour un proton, l'énergie de la trace sera plus grande, mais comme pour le proton intervient l'énergie cinétique on sous-estime l'énergie de l'événement (une trace d'impulsion 1 GeV/c contribue pour 1 GeV dans l'hypothèse π et pour 430 MeV dans l'hypothèse proton, à l'énergie du neutrino).

Une première séparation est obtenue par la relation parcours-énergie de la particule ; pour une impulsion donnée, le parcours potentiel pour un pion est plus long que pour un proton. L'hypothèse proton peut être rejetée si la longueur de la trace est trop grande pour son impulsion. La longueur prise en compte est la longueur jusqu'à l'interaction plus la longueur potentielle minimum calculée à partir de l'énergie des secondaires. Ce critère lève environ 35% des ambiguités, essentiellement pour les traces d'impulsion inférieure à 1 GeV/c.

En comparant les spectres des impulsions des traces positives et négatives qui interagissent (Fig. 2.23) et en supposant que les spectres de π^+ et π^- sont identiques, nous pouvons conclure que les traces en-dessous de 1 GeV/c sont en majorité des π et au-dessus de 1 GeV/c essentiellement des protons.

2. Sections efficaces totales

La décroissance rapide du flux de neutrinos en fonction de l'énergie fait que le poids d'un événement augmente très rapidement avec l'énergie. Or l'énergie mesurée E du neutrino est connue avec une certaine erreur ΔE ; suivant que l'on se trouve en-dessous ou au-dessus de la valeur réelle E_r, le poids de l'événement peut être très différent.

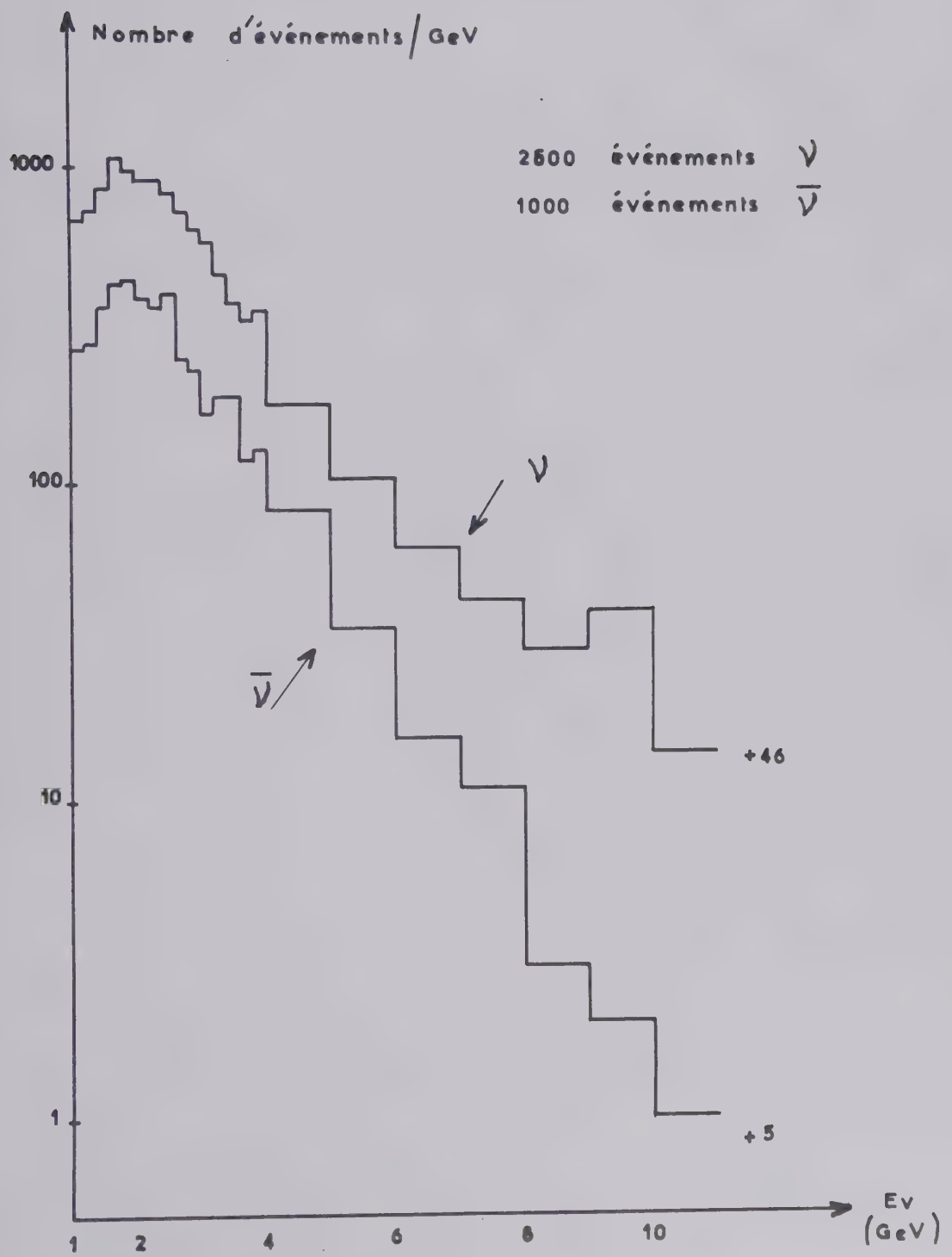


Fig 2.20 Spectres en énergie

2.a - Distorsion expérimentale du spectre en énergie

Pour calculer cet effet, nous avons déformé un spectre en énergie des événements théoriques obtenus avec le flux expérimental et une section efficace linéaire avec l'énergie ($\sim 0.75\ E\ 10^{-38}$ pour ν $\sim 0.28\ E\ 10^{-38}$ pour $\bar{\nu}$). La forme supposée de la section efficace n'intervient pratiquement pas dans le résultat car la variation du flux est beaucoup plus rapide.

A chaque événement est affectée une erreur ΔE tirée au hasard suivant la loi expérimentale de $\Delta E/E$ (figure 2.18). On obtient ainsi un nouveau spectre en énergie des neutrinos et on calcule le rapport r(E) des spectres théoriques et distordus pour chaque boîte d'énergie (figure 2.19). L'effet maximum (10%) est obtenu à l'endroit de la cassure du spectre en énergie des neutrinos en passant des ν de π aux ν de K, ailleurs la correction est de l'ordre de 3%.

2.b - Résultats - Ajustement linéaire

Les spectres en énergie des interactions de neutrinos et d'antineutrinos après soustraction de bruit de fond et correction d'énergie sont représentés sur la figure 2.20. La section efficace est donnée par la relation :

$$\sigma_{(E)} = N(E) \times \frac{A}{d \times \mathcal{N}} \times \frac{1}{L} \times \frac{1}{F(E)} \times r(E)$$

N nombre d'évts.
A masse par mole de CF_3Br = 149g
d densité du liquide CF_3Br à 29°C = 1,5g/cm^3
$\mathcal{N}$ nombre d'Avogadro 6,02 x 10^{23}
L longueur du volume fiduciaire = 3,75 m
F flux de neutrinos
r(E) correction due à la distorsion expérimentale du spectre en énergie.

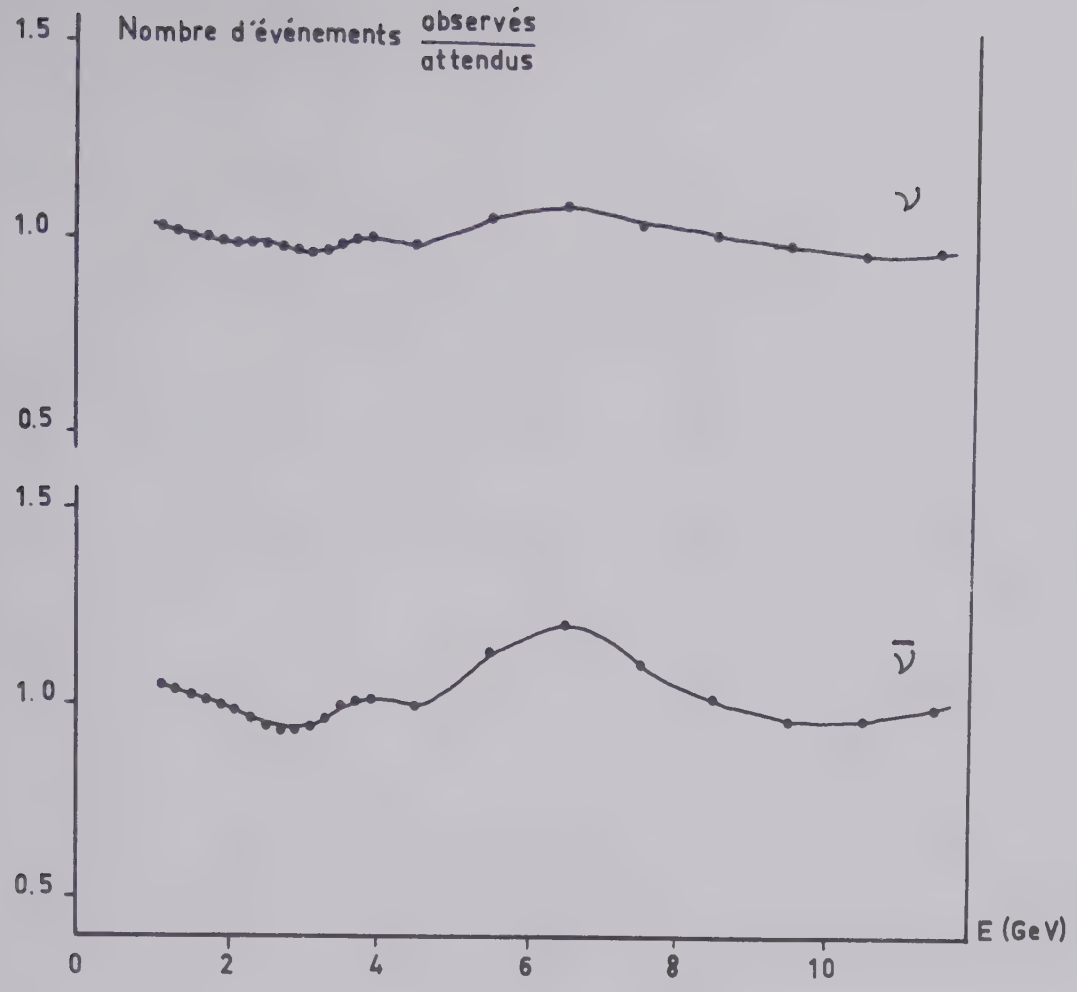


Figure 2.19 b_ Distorsion du spectre due aux erreurs experimentales

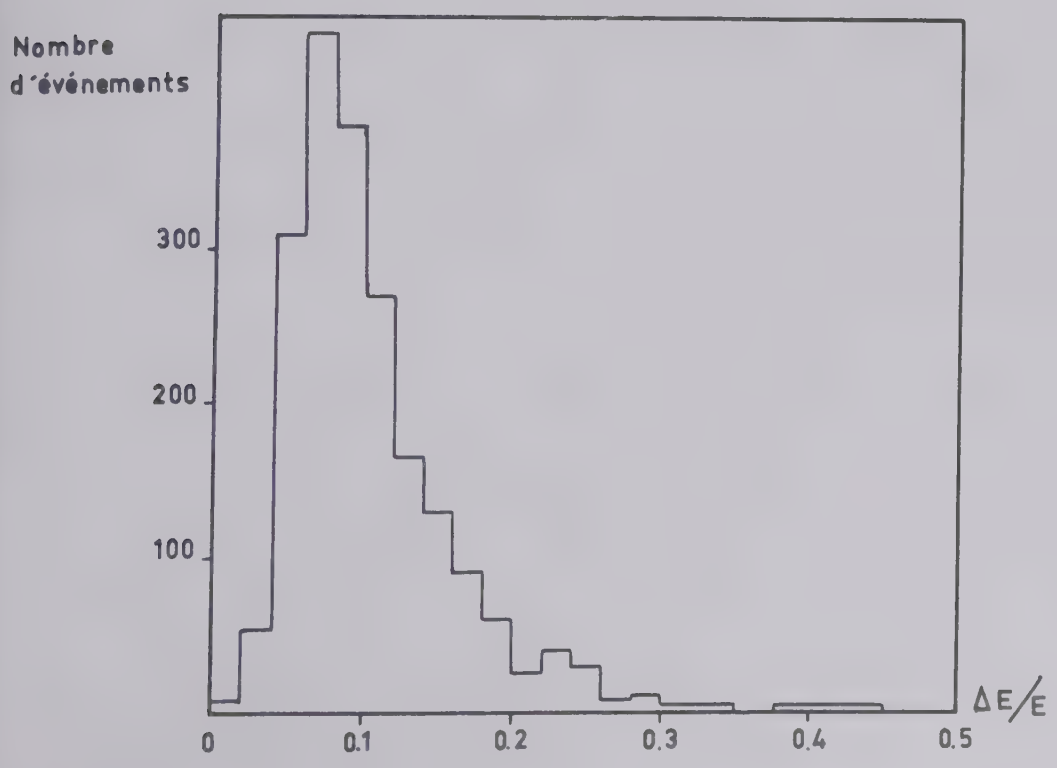


Figure 2.19 a_ Distribution de $\Delta E/E$

Les sections efficaces en fonction de l'énergie sont reportées sur la figure 2.21. Elles augmentent avec l'énergie. On peut essayer d'ajuster une droite de la forme

$\sigma = aE + b$, dans ce cas nous obtenons

ν : $\sigma = (0.70 \pm 0.07)E + (0.14 \pm 0.18)$ 10^{-38} cm^2 E en GeV

$\bar{\nu}$: $\sigma = (0.26 \pm 0.04)E + (0.05 \pm 0.09)$ 10^{-38} cm^2

Le terme constant b est compatible avec zéro, l'ajustement linéaire avec un seul paramètre a donné :

ν : $\sigma = (0.74 \pm 0.02)E$ 10^{-38} cm^2

$\bar{\nu}$: $\sigma = (0.28 \pm 0.01)E$ 10^{-38} cm^2

L'ambiguité π/proton n'a aucun effet sur ce résultat car en appelant π toutes les traces ambiguës, nous obtenons $\sigma^{\nu} = (0.74 \pm 0.02)E\ 10^{-38}$ et $\sigma^{\bar{\nu}} = (0.28 \pm 0.01)E\ 10^{-38}$ et en les appelant toutes proton nous obtenons $\sigma^{\nu} = (0.73 \pm 0.02)E\ 10^{-38}$ et $\sigma^{\bar{\nu}} = (0.28 \pm 0.01)\ E\ 10^{-38}$

Remarque

En dessous de 4 GeV, les neutrinos proviennent des désintégrations de π, au-dessus de 6 GeV ils proviennent essentiellement des désintégrations de K. Dans le lot ν le nombre d'événements (186) d'énergie comprise entre 6 et 10 GeV est assez grand, pour que à la suite de spéculations théoriques sur la différence entre les ν_π et ν_K, nous avons réalisé des ajustements séparés dans les deux zones :

	E < 4 GeV	6 < E < 10 GeV
σ^{ν} 10^{-38} cm^2	$(0.73 \pm 0.02)E$	$(1.04 \pm 0.1)E$
$R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}}$	0.38 ± 0.02	0.37 ± 0.08

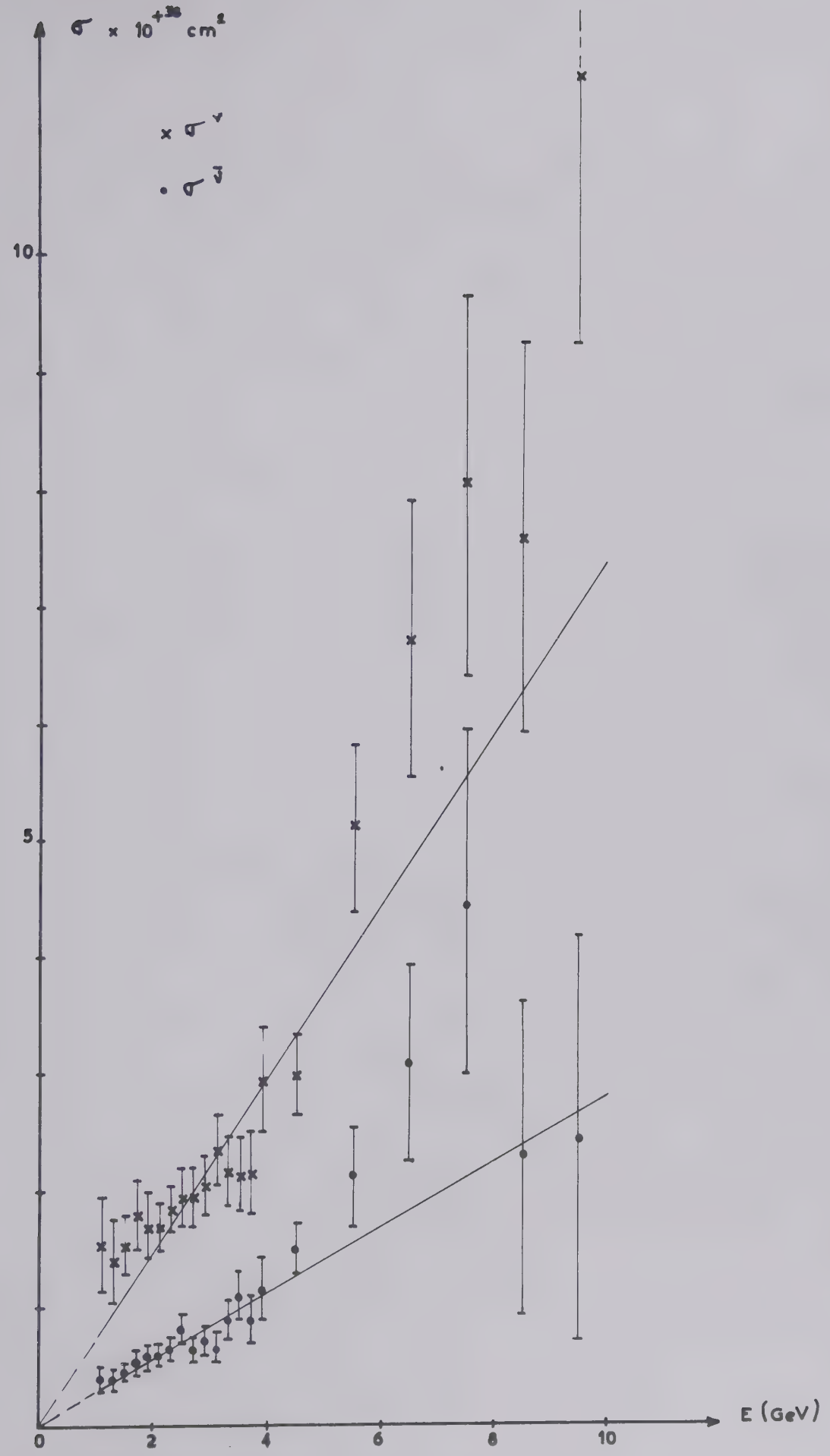


Figure 2.21 - Sections efficaces totales ν et $\bar{\nu}$

2.c - Rapport des sections efficaces totales

A partir des sections efficaces calculées précédemment nous pouvons calculer le rapport R(E) des sections efficaces antineutrino et neutrino pour chaque boîte d'énergie (fig. 2.22). Ce rapport varie peu avec l'énergie, en effet le coefficient de E dans l'ajustement linéaire à 2 paramètres est compatible avec zéro.

$$R(E) = (0,38 \pm 0,02) + (0,008 \pm 0,013)\ E$$

Au-dessous de 2 GeV, le pourcentage d'événements élastiques est élevé et nous devrions tenir compte des différences entre le nombre de protons et de neutrons de la cible ; nous avons alors fait la moyenne de R(E) au-dessus de 2 GeV :

$$R = 0.38 \pm 0.02$$

3. Valeur moyenne de Eμ/E

Les corrections globales que nous avons faites sur la perte en énergie due aux neutrons, ne nous permettent pas de donner de façon exacte la distribution de $\rho = E\mu/E$. Par contre elles sont parfaitement adaptées pour donner les valeurs moyennes $\langle\rho\rangle_{\nu,\bar{\nu}}$

3.a Choix du muon

Les événements où figurent deux candidats muons de même signe (12% dans le lot ν, 8% dans le lot $\bar{\nu}$) peuvent donner des valeurs de ρ très différentes. Une étude détaillée de cette ambiguïté est faite dans la référence 2.22. La figure 2.23 montre les impulsions des muons et des pions bien identifiés, les deux spectres ont un recouvrement très faible qui montre que le muon est le candidat le plus énergique.

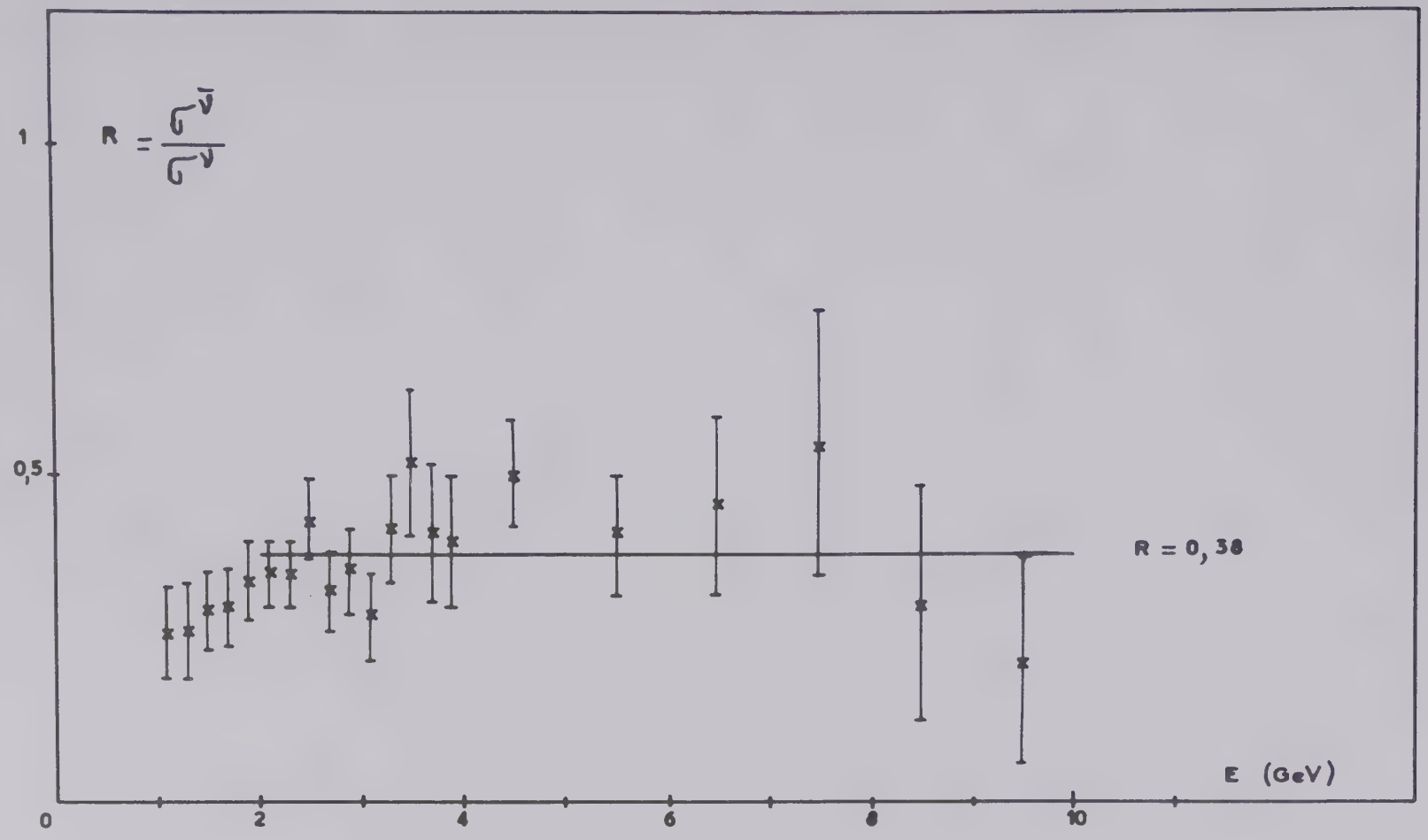


Fig 2.22 Rapport des sections efficaces antineutrino et neutrino

Dans le lot $\bar{\nu}$, une partie des évènements ambigus (16 % à 2 candidats muons de signe opposé) provient des interactions de ν. Nous avons corrigé l'effet dû à ce bruit de fond proportionnellement au nombre d'événements de bruit de fond calculé dans le chapitre 2, en utilisant la valeur moyenne de ρ obtenue avec les événements ambigus neutrinos et en faisant le mauvais choix du muon.

Remarque

De la même façon que pour les sections efficaces nous avons calculé les valeurs moyennes de ρ en appelant d'abord π toutes les traces ambigus et ensuite proton, la différence des résultats est très faible :

hypothèse π $\quad <\rho>^{\nu} = 0.54 \pm 0.04 \quad <\rho>^{\bar{\nu}} = 0.72 \pm 0.05$

hypothèse p $\quad <\rho>^{\nu} = 0.55 \pm 0.04 \quad <\rho>^{\bar{\nu}} = 0.73 \pm 0.05$

Le choix de l'hypothèse retenue est celui décrit dans 1-d.

3.b - Résultats

Nous reportons ici les résultats sur la valeur moyenne de ρ obtenue pour différentes zones d'énergie.

Energie	$<\rho>^{\nu}$	$<\rho>^{\bar{\nu}}$
1-2 GeV	0.55±0.05	0.73±0.06
2-4 GeV	0.54±0.06	0.72±0.07
> 4 GeV	0.52±0.06	0.70±0.07

soit globalement :

$$\langle \rho \rangle^{\nu} = 0.54 \pm 0.04$$

$$\langle \rho \rangle^{\bar{\nu}} = 0.72 \pm 0.05$$

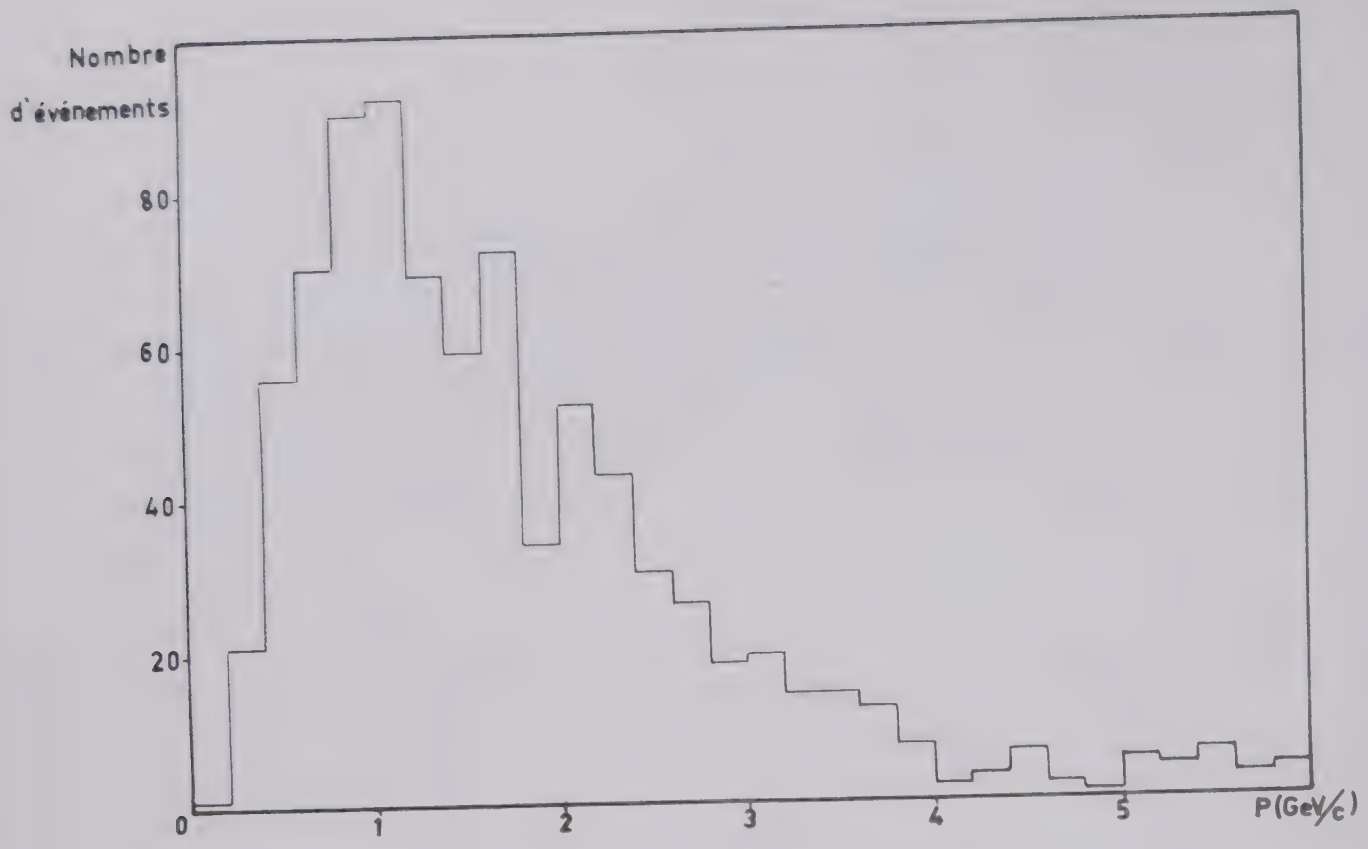


Figure 2.23a - Impulsion des Candidats Muons

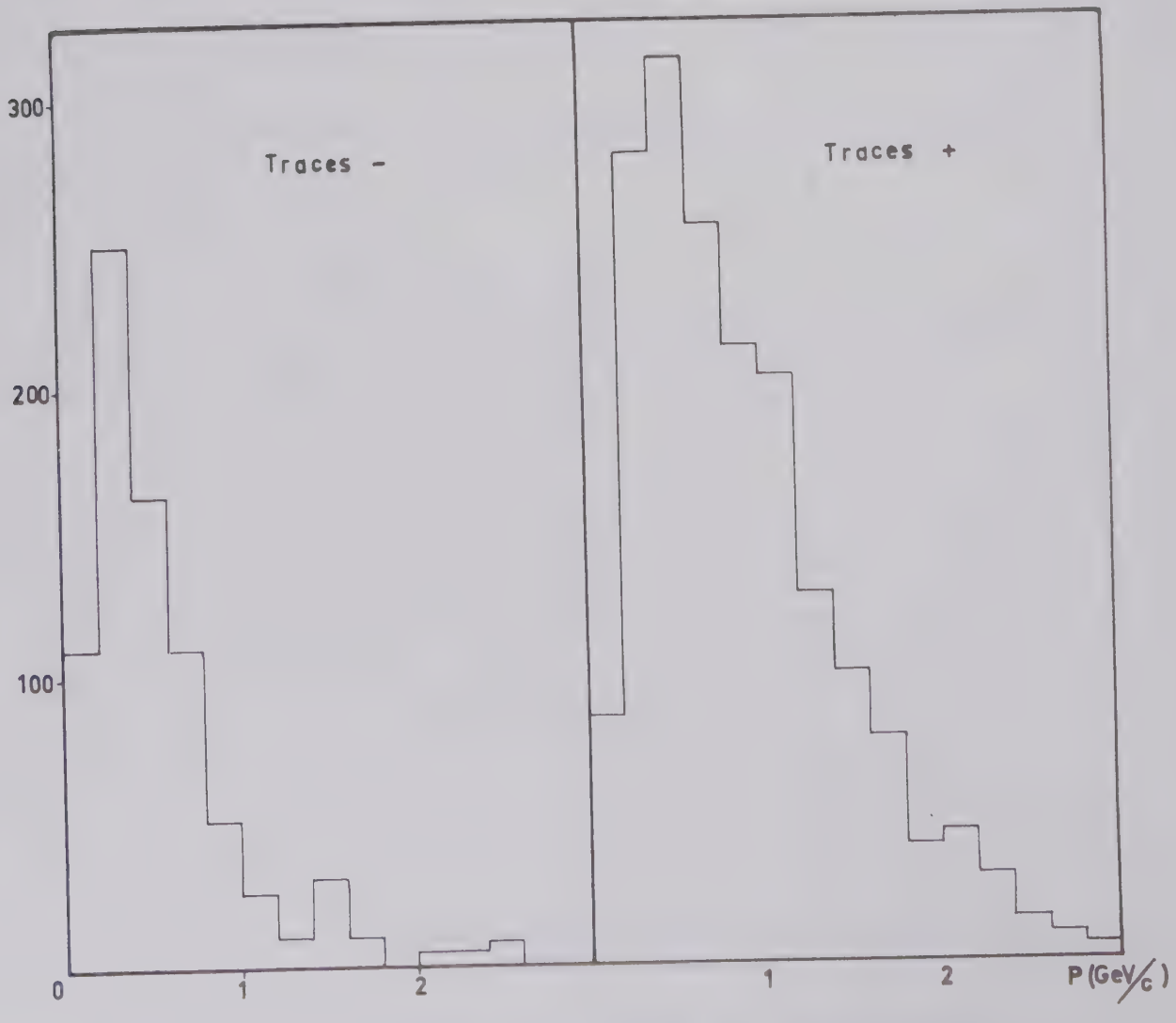


Figure 2.23b - Impulsion des Traces qui interagissent

CONCLUSION

-:-:-

Nous remarquons que la chambre à bulles Gargamelle est un instrument idéal pour l'étude des interactions de neutrinos. La taille de la chambre fait que les soustractions de bruit de fond sont petites ; les corrections à l'énergie visible ne sont que de 5% et 8% en moyenne, respectivement dans les interactions de neutrinos et d'antineutrinos.

Le nombre d'événements observés nous a permis d'ajuster une dépendance linéaire des sections efficaces avec l'énergie jusqu'à 10 GeV :

$$\sigma^{\nu} = (0.74 \pm 0,02)\ E \times 10^{-38}\ cm^2$$

E en GeV

$$\sigma^{\bar{\nu}} = (0.28 \pm 0,01)\ E \times 10^{-38}\ cm^2$$

et le rapport des deux est égal à :

$$R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = 0.38 \pm 0,02$$

Nous notons que le muon emporte, en moyenne, la moitié et les trois quarts de l'énergie totale respectivement dans les interactions de neutrinos et d'antineutrinos :

$$\langle \rho \rangle^{\nu} = 0.54 \pm 0.04$$

$$\langle \rho \rangle^{\bar{\nu}} = 0.72 \pm 0.05$$

TROISIEME PARTIE

-:-:-:-

INTRODUCTION

-:-:-

Les neutrinos et antineutrinos occupent une place privilégiée parmi les particules élémentaires, leur unique interaction avec la matière ayant un caractère faible. Ils représentent ainsi un moyen idéal pour l'étude des propriétés des interactions faibles. Les expériences de neutrinos à haute énergie précédentes n'ayant été qu'exploratoires, jusqu'à présent nos connaissances sur les interactions faibles venaient principalement des désintégrations faibles et de la capture de l'électron et du muon ; ces processus ont lieu à faible énergie et petit transfert. Elles ont permis d'établir une description phénoménologique qui rend compte, avec succès, de l'ensemble des processus leptoniques ou semi-leptoniques connus. Notre premier but sera donc de tester les propriétés de ce lagrangien à grande énergie et grand transfert.

Connaissant le comportement de la partie leptonique de l'interaction, il sera possible d'en isoler la partie hadronique. Le neutrino ou l'antineutrino joue alors le rôle de sonde pour détecter la structure du nucléon cible.

Dans une première partie, grâce à nos résultats expérimentaux, nous vérifierons l'hypothèse de l'invariance d'échelle. Nous essaierons d'extraire les intégrales des fonctions de structure du nucléon et de vérifier le comportement du muon diffusé.

Dans une deuxième partie, nous aborderons la structure du nucléon en donnant une brève description du modèle des partons. Nous essaierons de déduire le spin de ces constituants. Ensuite, dans un modèle de quarks, nous vérifierons certaines règles de sommes propres aux neutrinos et communes à l'électroproduction. Ensuite, dans un modèle particulier, nous étudierons en détail la contribution de chacun des constituants.

A la lumière d'une indication expérimentale en faveur de l'hypothèse d'existence de courants neutres, nous ferons quelques remarques sur la validité de cette démarche.

CHAPITRE I

-:-:-

SECTIONS EFFICACES DES INTERACTIONS SEMI-LEPTONIQUES

.- Determination de la section efficace différentielle

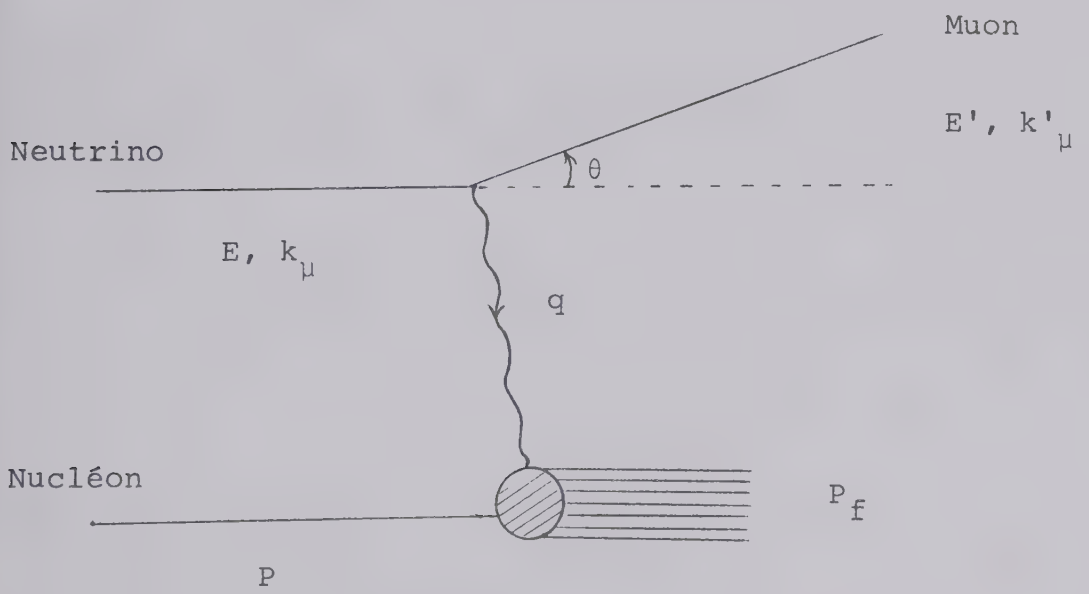
Nous considérons le processus inclusif suivant :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$$

$$\text{nucléon} \qquad 3.1$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X$$

où X représente tous les états finals hadroniques permis.
Nous définirons les quantités cinématiques par



Jusqu'à présent les interactions leptoniques et semi-leptoniques ont pu être décrites par le lagrangien effectif $\mathcal{L}$ (ref. 3.1)

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[\left(j_\lambda^{(e)} + j_\lambda^{(\mu)} \right)^+ J_\lambda^{(h)} + j_\lambda^{(e)+} j_\lambda^{(\mu)} + hc \right] \qquad 3.2$$

où G est la constante de Fermi,

$J^{(h)}$ le courant hadronique,

$j^{(e)}$ et $j^{(u)}$ respectivement les courants des électrons et des muons.

Le courant $j^{(u)}$ est donné par :

$$j^{(\mu)}_{\lambda} = \bar{\mu}\,\gamma_{\lambda}\left(1 + \gamma_5\right)\nu_{\mu} \qquad 3.3$$

Dans le carré de l'amplitude de transition $|T|^2$, nous pouvons séparer les parties leptoniques $\ell_{\mu\nu}$ et hadroniques $W_{\mu\nu}$

$$|T|^2 \propto \left(j^{(\mu)}_{\mu}\, J^{(h)}_{\mu}\right)\left(j^{(\mu)}_{\nu}\, J^{(h)}_{\nu}\right) = \ell_{\mu\nu}\, W_{\mu\nu} \qquad 3.4$$

avec

$$W^{\pm}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{\substack{\text{spin}\\ \text{cible}}}\sum_{\text{états finals X}} (2\pi)^3\,\delta^4\,(P + q - P_f) \times \langle N\,|J^{\mp}_{\mu}|\,X\rangle\langle X\,|J^{\pm}_{\nu}|\,N\rangle \qquad 3.5$$

Les signes + et - se réfèrent respectivement aux interactions de neutrinos et d'antineutrinos. En utilisant tous les tenseurs possibles, $W_{\mu\nu}^{\pm}$ s'écrit sous la forme :

$$W_{\mu\nu}^{\pm} = \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q_2}\right) W_1 + \frac{1}{M^2}\left(P_\mu - q_\mu\,\frac{qP}{q^2}\right)\left(P_\nu - q_\nu\,\frac{Pq}{q^2}\right) W_2$$

$$- i\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\,\frac{P_\alpha\, q_\beta}{2M^2}\, W_3 + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}\, W_4$$

$$+ \frac{P_\mu q_\nu + P_\nu q_\mu}{2M^2}\, W_5 + i\,\frac{P_\mu q_\nu - P_\nu q_\mu}{2M^2}\, W_6 \qquad 3.6$$

où M est la masse du nucléon et W_i des fonctions de $\nu = P.q/M$ et de q^2. Jusqu'à présent nous n'avons fait appel qu'à des invariances très générales (invariance de Lorentz, invariance CPT, ...). On montre facilement que

$$W_{\mu\nu}^{\pm} = \left(W_{\mu\nu}^{\pm}\right)^{*}$$

et par conséquent les fonctions W_i sont réelles. Pour conserver le renversement du temps, il faut que W_6 soit purement imaginaire ; ce qui implique que $W_6 = 0$.

Les coefficients devant les fonctions $W_{4,5,6}$ sont proportionnels à q_μ ou q_ν ; multipliés par $\ell_{\mu\nu}$ ils correspondent à des transitions du type :

$$\bar{\mu}\ \gamma_\mu\ (1 + \gamma_5)\ q_\mu\ \nu$$

En appliquant l'équation de Dirac, on fait apparaître la masse du muon. Comme on se place à des énergies grandes par rapport à la masse du muon, on pourra négliger les contributions des fonctions W_4 , W_5 et W_6

La forme semi-positive de $W_{\mu\nu}$, nous donne la condition de positivité :

$$\frac{1}{2M}\sqrt{\nu^2 + q^2}\ |\ W_3|\ \leqslant\ W_1 \leqslant \left(1 + \frac{\nu^2}{q^2}\right)\ W_2 \qquad 3.7$$

En sommant alors sur tous les états possibles, nous obtenons l'expression de la section efficace doublement différentielle (Ref. 3.1):

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,d\rho} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left\{ \frac{(1-\rho)^2}{2}\ 2\ X\ W_1 + \left[\rho - (1-\rho)\ \frac{MX}{2E}\right] \frac{\nu}{M}\ W_2 \right.$$
$$\left. \pm \left(\frac{1-\rho^2}{2}\right)\ \frac{\nu}{M}\ X\ W_3 \right. \qquad 3.8$$

avec la métrique (1, 1, 1, -1) et $X = \frac{q^2}{2M\nu}$ et $\rho = \frac{E'}{E}$ $(0 \leqslant X \leqslant 1$ et $0 \leqslant \rho \leqslant 1)$

La section efficace différentielle écrite ci-dessus correspond au cas de l'interaction locale. Dans l'hypothèse de l'existence d'un boson intermédiaire de masse M_W, la constante de Fermi G^2 doit être remplacée par :

$$G^2 \rightarrow \frac{G^2}{\left(1 + \frac{q^2}{M_W^2}\right)^2} \qquad 3.9$$

Dans le cas de l'échange d'une particule de spin 1, il est intéressant d'introduire les sections efficaces d'absorption σ_s, σ_R, σ_L des trois états de polarisation: longitudinale, circulaire droite et circulaire gauche (Ref. 3.1) :

$$\sigma_s = \frac{\pi}{M\nu - \frac{q^2}{2}} \left[W_2 \frac{\nu^2}{q^2} + 1 - W_1 \right]$$

$$\sigma_R = - \left[W_1 + \frac{1}{2M} (\nu^2 + q^2) W_3 \right]$$

$$\sigma_L = - \left[W_1 - \frac{1}{2M} (\nu^2 + q^2) W_3 \right] \qquad 3.10.$$

2.- Invariance d'échelle

L'hypothèse fondamentale que nous allons faire par la suite est due à BJORKEN (Ref. 3. 2) ; dans la limite où q^2 tend vers l'infini avec X fixe : les fonctions de structure $W_1(\nu, q^2)$ et $(\nu/M)W_{2,3}(\nu, q^2)$ ne dépendent plus que du seul paramètre X.

$$W_1(\nu, q^2) \xrightarrow[X \text{ fixé}]{q^2 \to \infty} F_1(X)$$

$$\frac{\nu}{M} W_{2,3}(\nu, q^2) \longrightarrow F_{2,3}(X)$$

L'expression de la section efficace différentielle devient alors :

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dX\, d\rho} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{(1-\rho)^2}{2} 2X F_1(X) + \rho F_2(X) \pm \frac{(1-\rho^2)}{2} X F_3(X) \right] \qquad 3.11$$

avec la condition de positivité :

$$|X F_3(X)| \leq 2X F_1(X) \leq F_2(X) \qquad 3.12$$

Les expériences d'électroproduction de SLAC ont montré que même à ν et q^2 limités, on observe déjà le phénomène de "scaling". Les fonctions de structure semblent atteindre cette limite très rapidement ; il est intéressant de le vérifier dans les

interactions de neutrinos.

Il est commode d'exprimer la section efficace différentielle en fonction de L(X) et R (X) qui correspondent aux polarisations gauche et droite. Ces deux fonctions étant des combinaisons linéaires des F_i (X), elles obéissent aussi à l'invariance d'échelle (Ref. 3.3).

$$\begin{pmatrix} L \\ R \end{pmatrix} = \frac{1}{2\,\sigma_s + \sigma_L + \sigma_R} \begin{pmatrix} \sigma_L \\ \sigma_R \end{pmatrix}$$

et nous aurons

$$\frac{d^2\,\sigma^{\nu}}{dX\,d\rho} = \frac{G^2\,ME}{\pi}\,F_2\,X)\left[\rho + (1-\rho)\,L(X) - \rho(1-\rho)\,R(X)\right] \qquad 3.13$$

La section efficace différentielle $\bar{\nu}$ s'obtient en remplaçant respectivement R et L par $\bar{L}$ et $\bar{R}$. De même que dans la relation 3.11 les dépendances par rapport aux variables X et ρ sont séparées, nous pouvons intégrer consécutivement sur les deux. Nous remarquons alors immédiatement que si toutes les fonctions de structure ont la propriété d'invariance d'échelle :

$$\sigma^{\nu} \to CE_{\nu}$$
$$\sigma^{\bar{\nu}} \to C'E_{\bar{\nu}}$$

Bien que nous soyons encore loin des limites cinématiques de l'invariance d'échelle, nos résultats sont compatibles avec cette hypothèse sans toutefois pouvoir la démontrer :

$$\left.\begin{aligned} \sigma^{\nu} &= (0.74 \pm .02)\ E \times 10^{-38}\ cm^2 \\ \sigma^{\bar{\nu}} &= (0.28 \pm .01)\ E \times 10^{-38}\ cm^2 \\ \text{En unités } G^2\,ME/\pi\ (&= 1{,}570 \times 10^{-38}\ E), \text{ on obtient :} \\ \sigma^{\nu} &= (0.471 \pm 0.013) * G^2\,ME/\pi \quad cm^2 \\ \sigma^{\bar{\nu}} &= (0.178 \pm 0.007) * G^2\,ME/\pi \quad cm^2 \end{aligned}\right\} \quad \begin{matrix} \text{avec} \\ E \text{ en GeV} \end{matrix}$$

Comme nous l'avons remarqué à la fin du paragraphe 1, l'existence d'un boson intermédiaire modifierait

G^2 en $\dfrac{G^2}{\left(1 + \dfrac{q^2}{M_W^2}\right)^2}$ ce qui provoquerait une déviation par rapport à la linéarité. Nous n'observons pas de déviation qui puisse mettre en évidence l'existence du boson intermédiaire.

Pour les neutrinos nos résultats sont confirmés à plus haute énergie (→150 GeV) (Ref. 3.4). A cette énergie, le comportement de la section efficace en fonction de l'énergie ne permet pas non plus de conclure à l'existence du boson intermédiaire ; l'ajustement linéaire donne :

$$\sigma^{\nu} \sim 0.7 * E * 10^{-38} \text{ cm}^2$$

3. - Rapport des sections efficaces

Nous supposerons par la suite que les fonctions de structure ont une symétrie de charge, c'est à dire :

$$F_i^{\nu p}(X) \equiv F_i^{\bar{\nu} n}(X)$$

$$F_i^{\nu n}(X) \equiv F_i^{\bar{\nu} p}(X)$$

Nous utiliserons la notation :

$$F_i(X) = \frac{F_i^{\nu n}(X) + F_i^{\nu p}(X)}{2} = \frac{F_i^{\bar{\nu} p}(X) + F_i^{\bar{\nu} n}(X)}{2}$$

au lieu de 12 fonctions de structure (3x2 (p,n) x 2 (ν,$\bar{\nu}$)), nous n'en avons plus que 6; en sommant sur proton et sur neutron leur nombre se réduit à 3. L'hypothèse de symétrie de charge est valable dans un modèle du type SU3, si on néglige les contributions $\Delta S = 1$

qui interviennent avec un facteur $\sin^2 \theta$ Cabibbo ~ 0.05 ; expérimentalement le taux d'interactions avec changement d'étrangeté observé est très faible(Ref. 3.27 et 3.28).

Nous reviendrons sur la validité de cette hypothèse dans un autre modèle au chapître 3.

Nous supposerons aussi la cible isoscalaire de sorte que nous pouvons écrire l'expression de la section efficace par nucléon directement en fonction des $F_i(X)$ précédemment définis. Si nous reprenons alors l'expression de la section efficace différentielle 3.11 et intégrons sur les variables ρ et X, nous obtenons :

$$\sigma^{\nu,\bar{\nu}} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left[\frac{1}{6} \int 2\, X\, F_1(X)\, d\, X + \frac{1}{2} \int F_2\,(X)\, d\, X \pm \frac{1}{3} \int X\, F_3(X) d\, X \right]$$

nous définissons les paramètres :

$$A = \frac{\int 2\, X\, F_1\,(X)\, d\, X}{\int F_2\,(X)\, d\, X} \qquad 3.14$$

et $$B = \frac{\int X\, F_3\,(X)\, d\, X}{\int F_2\,(X)\, d\, X}$$

soit $$\sigma^{\nu,\bar{\nu}} = \frac{G^2 ME}{\pi} \int F_2\,(X)\, d\, X \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{6} A \pm \frac{1}{3} B \right] \qquad 3.15$$

avec $|B| \leq A \leq 1$ d'après 3.12.

Nous en déduisons le rapport R des sections efficaces totales antineutrinos et neutrinos

$$R = \frac{3 + A - 2B}{3 + A + 2B} \qquad 3.16$$

Ce qui avec la condition de positivité donne $\frac{1}{3} \leqslant R \leqslant 3$

à comparer avec $R_{exp} = 0.38 \pm 0.02$ très proche donc de la limite inférieure.

Remarquons aussi que R étant inférieur à 1, le paramètre B est positif.

4.- Fonctions de structure

L'expérience nous donne deux valeurs σ^{ν} et $\sigma^{\bar{\nu}}$ dépendantes de trois paramètres qui sont :

$$\int X F_1(X)\, dX \quad , \int F_2(X)\, dX \quad \text{et} \quad \int X F_3(X)\, dX$$

Nous pouvons déterminer numériquement les rapports de ces 3 intégrales par l'intermédiaire de A et B définis précédemment. Si nous tenons compte de la relation 3.14 et $B \geqslant 0$:

$$0 \leqslant B \leqslant A \leqslant 1 \qquad 3.17$$

nous pouvons alors donner des bornes pour les trois intégrales. Le coefficient du terme d'interférence $F_3(x)$ change de signe quand on passe de neutrino à antineutrino. En faisant la somme puis la différence des sections efficaces neutrinos et antineutrinos, nous isolerons respectivement les intégrales des fonctions de structure $xF_1(x)$ et $F_2(x)$ et $xF_3(x)$.

$$\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left(\frac{1}{3} \int 2\, X\, F_1(X)\, d\, X + \int F_2(X)\, d\, X\right) \qquad 3.18$$

$$\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}} = \frac{G^2 ME}{\pi} \cdot \frac{2}{3} \int X\, F_3(X)\, d\, X \qquad 3.19$$

Nous en déduisons immédiatement la valeur de

$$\int xF_3(x)dx = 0.44 \pm 0.025$$

Le rapport des sections efficaces nous donne

$$B = \frac{1 - R}{2(1 + R)} (A + 3)$$

soit $B = (0.225 + 0.01)\ A + (0.675 + 0.03)$
Cette condition est illustrée par la figure 3I, les autres limites sur le plan (A, B) sont obtenues par la relation 3.17. En reportant cette même inégalité dans l'expression de R nous obtenons :

$$R \geqslant \frac{3 - A}{3 + 3A}$$

soit 3.20

$$A \geqslant \frac{3 - 3R}{1 + 3R}$$

$$0.87 + 0.04 \leqslant A \leqslant 1.$$

Cette contrainte est directement liée à la relation de Callan-Gross que nous allons discuter plus loin. Si nous reportons la condition sur A dans l'expression de R nous obtenons :

$$3\frac{(1 - R)}{1 + 3R} \leqslant B \leqslant \frac{2(1-R)}{1 + R} \qquad 3.21$$

$$0.87 \pm 0.04 \leqslant B \leqslant 0.90 + 0.04$$

Le paramètre B est proche de sa valeur maximum, il implique que l'interférence V-A, correspondant à la violation de la parité soit maximum.

A partir des relations 3.20 et 3.21 nous pouvons extraire la valeur de l'intégrale $\int F_2(x)dx$, en reportant d'une part la valeur de A dans 3.18

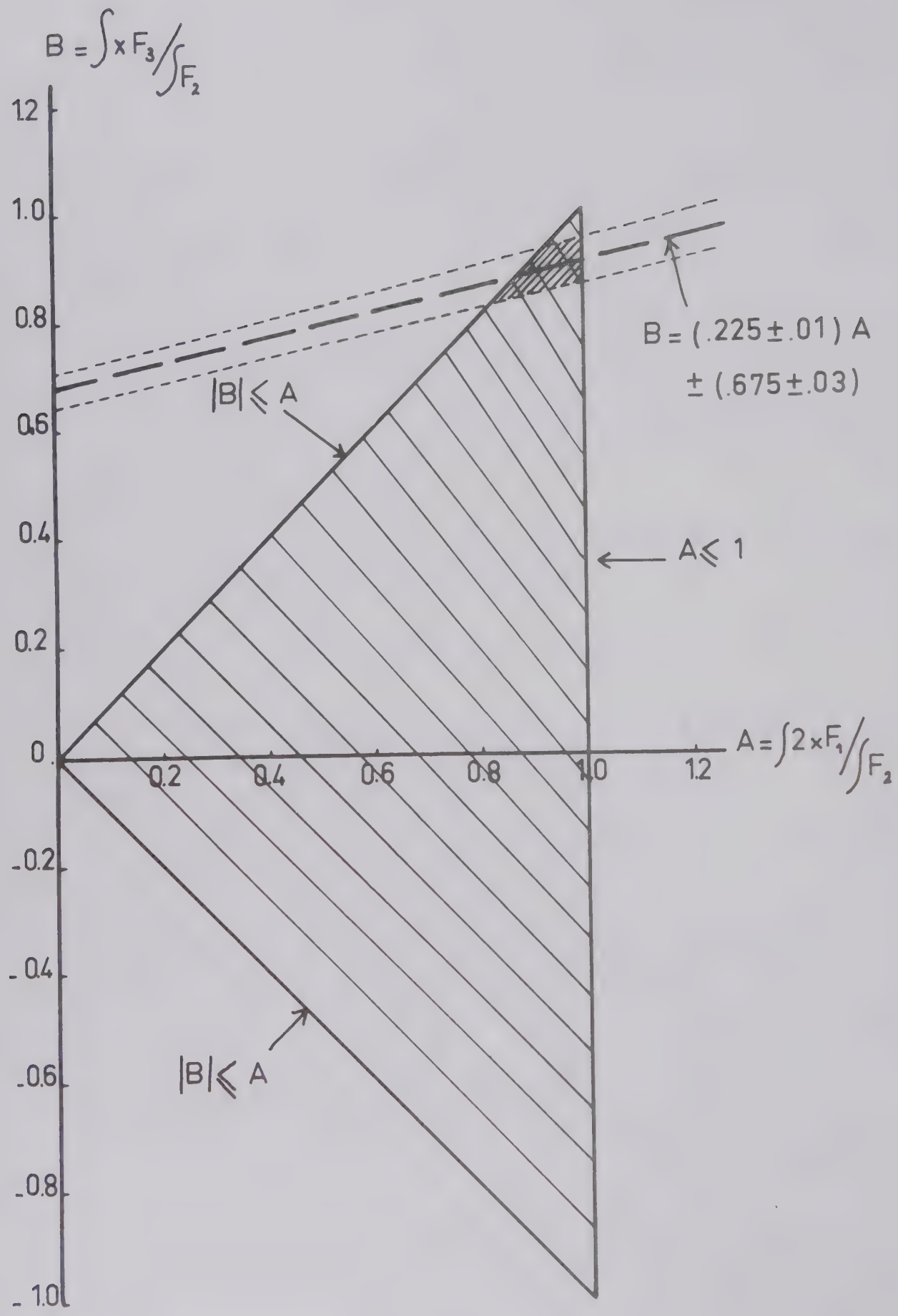


Figure 3.1. Representation du plan (A,B)

$$\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left(\int_0^1 F_2(x)\,dx \right) \left(1 + \frac{1}{3} A \right)$$

$$0.49 \pm 0.01 \leqslant \int_0^1 F_2(x)\,dx \leqslant 0.50 \pm 0.01$$

d'autre part connaissant $\int xF_3(x)\,dx$ et les limites sur B,

$$0.49 \pm 0.03 \leqslant \int_0^1 F_2(x)\,dx \leqslant 0.51 \pm 0.03$$

5.- Limite sur la valeur moyenne de E'/E

Le rapport des sections efficaces antineutrinos et neutrinos étant proche de 1/3, nous pouvons écrire R sous la forme :

$$R = \frac{1}{3} (1+\varepsilon)$$

avec

$$\varepsilon = \frac{1 + \frac{1}{3} A - \frac{4}{3} B}{\frac{1}{2} + \frac{1}{6} A + \frac{1}{3} B} \ll 1$$

Pour calculer les valeurs moyennes de $\rho = E'/E$, nous devons évaluer l'expression

$$\langle \rho \rangle^{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\int_0^1 \rho \frac{d\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{d\rho} d\rho}{\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}$$

Pour cela reprenons l'expression de la section efficace 3.11 intégrée sur X.

$$\frac{d\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{d\rho} = \frac{G^2 ME}{\pi} \int F_2(X)\, d X \left[\rho + \frac{(1-\rho)^2}{2} A \pm \frac{1-\rho^2}{2} B \right]$$

soit

$$\langle \rho \rangle^{\nu,\bar{\nu}} = \frac{\frac{1}{3} + \frac{1}{24} A \pm \frac{1}{8} B}{\frac{1}{2} + \frac{1}{6} A \pm \frac{1}{3} B}$$

Si nous écrivons

$$\langle \rho \rangle^{\nu} = \frac{1}{2} + \varepsilon'$$

$$\langle \rho \rangle^{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} - \varepsilon''$$

avec la condition $0 \ll B \ll A \ll 1$, nous trouvons

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \ll \frac{1}{12}$$

et

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon} \ll \frac{1}{24}$$

Cette dernière relation est légèrement différente de celle trouvée dans les références (Réf. 3.5 et 3.6)parce que nous avons utilisé en plus la relation d'ordre 3.17 entre A et B. Les valeurs limites A = B = 1 fournissent respectivement les limites inférieures et supérieures pour $\langle\rho\rangle^{\nu}$ et $\langle\rho\rangle^{\bar{\nu}}$,

$$\frac{1}{2} \leqslant \langle\rho\rangle^{\nu} \leqslant \frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{12}$$

$$\frac{3}{4} - \frac{\varepsilon}{24} \leqslant \langle\rho\rangle^{\bar{\nu}} \leqslant \frac{3}{4}$$

Ces contraintes concordent bien avec l'expérience puisque :

$$\langle\rho\rangle^{\bar{\nu}}_{\text{exp}} = 0.72 \pm 0.05$$

$$\langle\rho\rangle^{\nu}_{\text{exp}} = 0.54 \pm 0.04$$

CHAPITRE II

STRUCTURE DU NUCLEON

A partir du moment où nous avons montré que la théorie proposée rend assez bien compte des résultats expérimentaux, nous pouvons aller plus loin et étudier en détail le nucléon cible. Par analogie avec nos connaissances traditionnelles sur l'atome, nous allons supposer que le nucléon possède lui même une sous-structure composée de particules plus élémentaires appelées "partons". L'invariance d'échelle suggère un modèle de ce type et nous verrons qu'elle en est la conséquence.

I.- Modèle des partons

1.a - Description du modèle

On suppose que le nucléon est formé de N partons, emportant chacun une fraction x_i du moment P du nucléon (Ref. 3.7)

$$\vec{p}_i = x_i \vec{P} \qquad \text{avec} \quad 0 < x_i < 1 \quad \text{et} \quad \Sigma x_i = 1$$

Pour simplifier nous allons nous placer dans le système où P est infini, ce qui exige expérimentalement que l'énergie du neutrino soit grande. Dans un tel système grâce à la dilatation des temps, si le nucléon se trouve dans un état avec une vie moyenne donnée, vue du neutrino celle-ci s'allonge. Or le temps de collision τ est lié au transfert d'énergie par l'inégalité de Heisenberg :

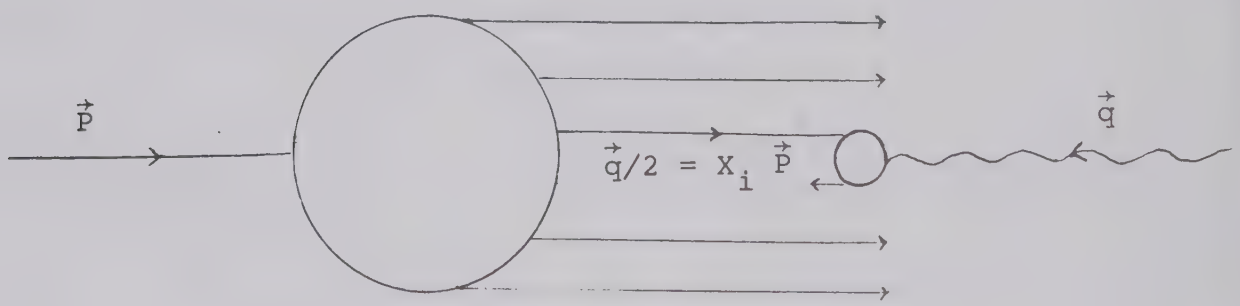
$$\tau \geq \frac{1}{q_o}$$

En négligeant le moment transverse (ce qui expérimentalement est vrai à haute énergie), la condition τ petit devant la durée de vie T d'un état partonique, implique :

$$2M\nu - q^2 = W^2 - M^2 >> M^2$$

où W est la masse de l'état hadronique final. Ce qui équivaut à dire que nous devons nous trouver dans la limite du "deep inelastic".

De sorte qu'à la limite, le neutrino verra le parton immobile et n'en verra qu'un seul à la fois, ce qui implique que l'interaction se fera de façon incohérente sur des partons libres. Dans le système de référence de Breit, nous pouvons représenter l'interaction par le schéma suivant :



En supposant que le parton est sur sa couche de masse avant et après l'interaction, nous aurons d'après la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion :

$$q/2 = - X_i P$$

de sorte que :

$$q^2 = - 2 X_i P q$$

$$q^2 = 2 M \nu X_i$$

On peut alors écrire les $W^i_{1,2,3}$ pour l'interaction élastique avec le $i^{ème}$ parton ; pour l'électroproduction par exemple :

$$W_2^i = 2 X_i Q_i^2 M \delta(2 M\nu X_i - q^2)$$

L'interaction se fait de manière incohérente : W_j total s'obtient alors en sommant sur les W_j^i pondérés cependant par la probabilité P(N) d'avoir une configuration à N partons et la probabilité $f_N(X)$ de trouver dans une configuration de type N un parton qui emporte une fraction X de l'impulsion du nucléon.

De sorte que, par exemple :

$$W^2(\nu, q^2) = \sum_N P(N) \left(\sum_i Q_i^2\right)_N \int_o^1 dX\, f_N(X) \quad \delta\left(\nu - \frac{q^2}{2M X}\right)$$

Si nous intégrons alors $W_2(\nu,q^2)$ sur X en tenant compte de la fonction delta, nous obtenons :

$$\nu W_2(\nu,q^2) = \sum_N P(N) \left(\sum_i Q_i^2\right)_N X \; f_N(X) \quad \Big| \quad X = \frac{q^2}{2M\nu}$$

La variable X s'introduit ici du fait de la présence de la fonction delta ; $\nu W_2(\nu,q^2)$ n'est fonction que de X : $F_2(X)$. Le même raisonnement s'applique à tous les W_i : <u>l'invariance d'échelle s'introduit naturellement dans le modèle des partons</u>.

1.b - <u>Spin des partons</u>.

Si nous définissons un axe Z ayant la direction de $\vec{P}$, le parton entrant et sortant se déplace sur l'axe Z. La composante Z du moment angulaire orbital total doit rester inchangée par l'interaction (Ref. 3.8).

$$\Delta L_Z = 0$$

De sorte que la composante J_Z du moment angulaire du courant faible doit être égale à la variation ΔS_Z de la composante sur l'axe Z du spin du parton.

Considérons les cas où le parton possède respectivement un spin 0 et 1/2.

- Spin 0

Dans ce cas $S_Z = 0$ ce qui entraîne $J_Z = 0$.
Il en résulte que seule la composante longitudinale du courant faible est absorbée :

$$\sigma_{R,\,L} = 0$$

Dans l'équation 3.13 les fonctions de structure L(x) et R(x) sont nulles, de sorte que les sections efficaces neutrino et antineutrino sont égales.

$$\text{Spin 0} \qquad R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = 1$$

- Spin 1/2

Si nous supposons que les interactions faibles obéissent à la théorie à deux composantes, le neutrino interagira dans la limite relativiste uniquement avec des partons d'hélicité gauche et sur des anti-partons d'hélicité droite. Si nous reprenons la relation 3.13 :

- pour des partons, $\Delta S_Z = -1$ et seule la partie d'hélicité gauche est absorbée $\left(L(x) = 1 \text{ et } R(x) = 0\right)$

$$R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = \frac{1}{3}$$

- pour des anti-partons, $\Delta S_Z = +1$ et seule la partie d'hélicité droite est absorbée $(R(x) = 1 \text{ et } L(x) = 0)$

$$R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = 3.$$

Pour des partons de spin plus élevé, le rapport R peut prendre n'importe quelle valeur entre 1/3 et 3.
Nos résultats montrent cependant que R est proche de 1/3 et sont donc très favorables à l'hypothèse où le nucléon serait constitué de partons de spin 1/2.

2. - Modèle des quarks

L'indication que les partons possèdent un spin 1/2 et que la contribution des antipartons est négligeable nous fait immédiatement penser à un modèle de quarks (Ref. 3.9).

Dans le tableau 3.II, nous donnons un bref aperçu des prédictions de quelques uns des modèles à quarks (Ref 3.27). On remarquera qu'un modèle avec un nombre très grand de paires quark-antiquark est exclu, de même un modèle basé sur les hypothèses de Sakata est en difficulté. Nous nous bornerons à developper ici un modèle basé sur 3 quarks et leurs antiparticules. Nous les appelerons p, n, λ avec les nombres quantiques.

	Q charge	Y hypercharge	I_3 isospin
p	2/3	1/3	1/2
n	-1/3	1/3	-1/2
λ	-1/3	-2/3	0

Nous supposons le proton et le neutron formés d'une combinaison des p, n, λ, $\bar{p}$, $\bar{n}$, $\bar{\lambda}$ avec toutefois les contraintes respectives :
$(\Sigma Q = 1, \Sigma I_3 = 1/2, \Sigma S = 0)$ et $(\Sigma Q = 0, \Sigma I_3 = -1/2, \Sigma S = 0)$.

Nous appellerons respectivement $u(X)$, $d(X)$, $s(X)$, $\bar{u}(X)$, $\bar{d}(X)$, $\bar{s}(X)$ la probabilité de trouver dans le proton un constituant de type p, n, λ, $\bar{p}$, $\bar{n}$, $\bar{\lambda}$ emportant une fraction X

Modèle	Structure du nucléon	$\frac{\int F_2^{\nu N} dX}{\int F_2^{\bar{\nu} N} dX}$	$R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}}$
Gell-Mann Zweig	3 quarks de charge fractionnaire + gluons	$\frac{18}{5} \simeq 3.6$	$\frac{1}{3}$
	3 quarks de valence + grand nombre de paires $q\bar{q}$	~ 3.0	~ 1.0
Han-Nambu	3 triplets de charge entière	$\leqslant 3.3$	$\frac{1}{3}$
Sakata	1 triplet de charge entière	< 2.0	$\frac{1}{3}$
Expérience		3.3 ± 0.4	0.38 ± 0.02

Tabl. 3.II

de l'impulsion longitudinale du nucléon. La conservation des nombres quantiques (charge, isospin et hypercharge) s'écrit alors pour le proton :

$$\begin{cases} \int [s(X) - \bar{s}(X)]\, dX = 0 \\ \int [u(X) - \bar{u}(X)]\, dX = 2 \\ \int [d(X) - \bar{d}(X)]\, dX = 1 \end{cases} \qquad 3.26$$

Dans le cas du courant chargé, les seules interactions que nous pouvons écrire sont :

$$\nu + \begin{pmatrix} n \\ \bar{p} \\ \lambda \\ \bar{p} \end{pmatrix} \rightarrow \mu^- + \begin{pmatrix} p \\ \bar{n} \\ p \\ \bar{\lambda} \end{pmatrix}$$

$$\bar{\nu} + \begin{pmatrix} p \\ \bar{n} \\ \bar{\lambda} \\ p \end{pmatrix} \rightarrow \mu^+ + \begin{pmatrix} n \\ p \\ \bar{p} \\ \lambda \end{pmatrix}$$

Nous remarquons donc que les interactions de neutrinos et d'antineutrinos sont sélectives et permettent de faire une séparation entre les différentes contributions.

Dans l'hypothèse de symétrie de charge, les probabilités de trouver un constituant de type p, $\bar{p}$, n, $\bar{n}$ dans le proton avec une fraction X de l'impulsion totale sont respectivement égales aux probabilités de trouver un constituant de type n, $\bar{n}$, p, $\bar{p}$, dans le neutron avec le même X. En supposant $\sin^2\theta_{\text{cabibbo}} = 0$ ($\sim$0.05 expérimentalement), ceci conduit à la symétrie de charge des fonctions de structure $F_i(X)$.

Le taux d'événements de type $\Delta S = 1$ observé est très faible (Ref. 3.27 et 3.28) et il est du même ordre que les erreurs sur les sections efficaces totales ; nous en tiendrons cependant compte par la suite en supposant que les distributions $s(X)$ et $\bar{s}(X)$ sont les mêmes dans le proton et le neutron.

3. - Règles de somme.

3.a - Règles de somme ne faisant intervenir que les interactions de neutrinos

C.G. Callan et D.J. Gross ont montré (Ref 3.10) que dans la limite de Bjorken et pour une cible composée uniquement de particules de spin 1/2 ($\sigma_L = 0$), nous avons :

$$2XF_1(X) = F_2(X)$$

Cette relation peut être également obtenue directement dans le modèle des partons en écrivant $F_1(X)$ et $F_2(X)$ en fonction des distributions u(X), d(X), etc....

Nos données ne nous permettent que de vérifier la forme intégrale de la relation de Callan-Gross :

$$A = \frac{\int 2XF_1(X)\,dX}{\int F_2(X)\,dX} = 1$$

à comparer avec la valeur expérimentale :

$$0.87 \leqslant A \leqslant 1$$

On peut écrire un grand nombre de règles de somme ; nous indiquerons encore celle spécifique au modèle des quarks due à Llewellyn-Smith (Ref. 3.11).

$$\int F_3(X)\,dX = 3$$

ce qui implique que

$$\int XF_3(X)\,dX \leqslant 3$$

expérimentalement on trouve

$$\int XF_3(X)\,dX = 0.44 \pm 0.03$$

3.b - Comparaison avec l'électro-production

Les expériences d'électro-production de SLAC ont permis de mesurer les quantités $X\, f^{ep}(X)\, dX$ et $X\, f^{en}(X)\, dX$, reliées aux proportions de quarks et d'antiquarks par les relations (Ref. 3.12) :

$$\left.\begin{aligned} f^{ep}(X) &= \frac{4}{9}\left[u(X) + \bar{u}(X)\right] + \frac{1}{9}\left[d(X) + \bar{d}(X)\right] + \frac{1}{9}\left[s(X) + \bar{s}(X)\right] \\ f^{en}(X) &= \frac{1}{9}\left[u(X) + \bar{u}(X)\right] + \frac{4}{9}\left[d(X) + \bar{d}(X)\right] + \frac{1}{9}\left[s(X) + \bar{s}(X)\right] \end{aligned}\right\} \quad 3.28$$

L'electro-production n'est sensible qu'aux charges des partons, les quarks étranges interviennent de la même façon que les quarks non-étranges, nous devons les maintenir dans nos calculs. Les résultats expérimentaux sont (Ref. 3.13)

$$\begin{cases} I^{ep} = \displaystyle\int_{\frac{1}{12}}^{1} Xf^{ep}(X)\, dX = 0.14 + 0.014 \\ I^{en} = \displaystyle\int_{\frac{1}{12}}^{1} Xf^{en}(X)\, dX = 0.10 + 0.010 \end{cases}$$

En tenant compte de la contribution non mesurée dans la région $0 \leqslant X \leqslant \frac{1}{12}$, par extrapolation on obtient (Ref. 3.12) :

$$I^{ep} = 0.16 \pm 0.02 \qquad I^{en} = 0.12 \pm 0.02$$

En supposant la relation de Callan-Gross vérifiée, une règle de somme propre au modèle des quarks est donnée par (Ref. 3.14) :

$$I^{ep} + I^{en} \geqslant \frac{5}{9} \int F_2\ (X)\ dX$$

$$\text{or} \quad I^{ep} + I^{en} = 0.28 \pm 0.03$$

Ce qui est compatible avec :

$$0.27 \pm 0.01 \leqslant \frac{5}{9}\int F_2 (X)\, dX \leqslant 0.28 \pm 0.01$$

Les sections efficaces totales neutrinos et antineutrinos s'écrivent (Ref. 3.15) :

$$\sigma^{\nu N} = \frac{G^2 ME}{\pi}\int_0^1 \left[\cos^2\theta_c\,(u(X) + d(X)) + \frac{1}{3}(\bar{u}(X) + \bar{d}(X)) + 2\sin^2\theta_c\, s(X)\right] X dX$$

$$\sigma^{\bar{\nu}N} = \frac{G^2 ME}{\pi}\int_0^1 \left[\cos^2\theta_c\,(\bar{u}(X) + \bar{d}(X)) + \frac{1}{3}(u(X) + d(X)) + 2\sin^2\theta_c\, \bar{s}(X)\right] X dX$$

Par la suite, nous désignerons par U, $\bar{U}$, D, $\bar{D}$, S, $\bar{S}$ les intégrales sur X des fonctions Xu(X), X$\bar{u}$(X), Xd(X), etc... nous exprimerons les sections efficaces en unité G^2ME/π et nous aurons :

$$\sigma^{\nu N} = (U + D)\cos^2\theta_c + \frac{1}{3}(\bar{U} + \bar{D}) + 2S\sin^2\theta_c$$

$$\sigma^{\bar{\nu}N} = (\bar{U} + \bar{D})\cos^2\theta_c + \frac{1}{3}(U + D) + 2\bar{S}\sin^2\theta_c$$

soit :

$$\left.\begin{aligned}\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}} &= \left(\frac{4}{3} - \sin^2\theta_c\right)(U + D + \bar{U} + \bar{D}) + 2(S + \bar{S})\sin^2\theta_c \\ \sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}} &= \left(\frac{2}{3} - \sin^2\theta_c\right)(U + D - \bar{U} - \bar{D}) + 2(S - \bar{S})\sin^2\theta_c\end{aligned}\right\} \begin{aligned}&3.31\\&3.32\end{aligned}$$

Sachant que la contribution des quarks étranges ne peut être que positive ou nulle, nous aurons :

$$(\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}}) \leqslant \frac{12}{5}(I^{ep} + I^{en})$$

$$(\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}}) \leqslant 0.72 + 0.06 \sim 3/4$$

exp. = 0.65 + 0.03

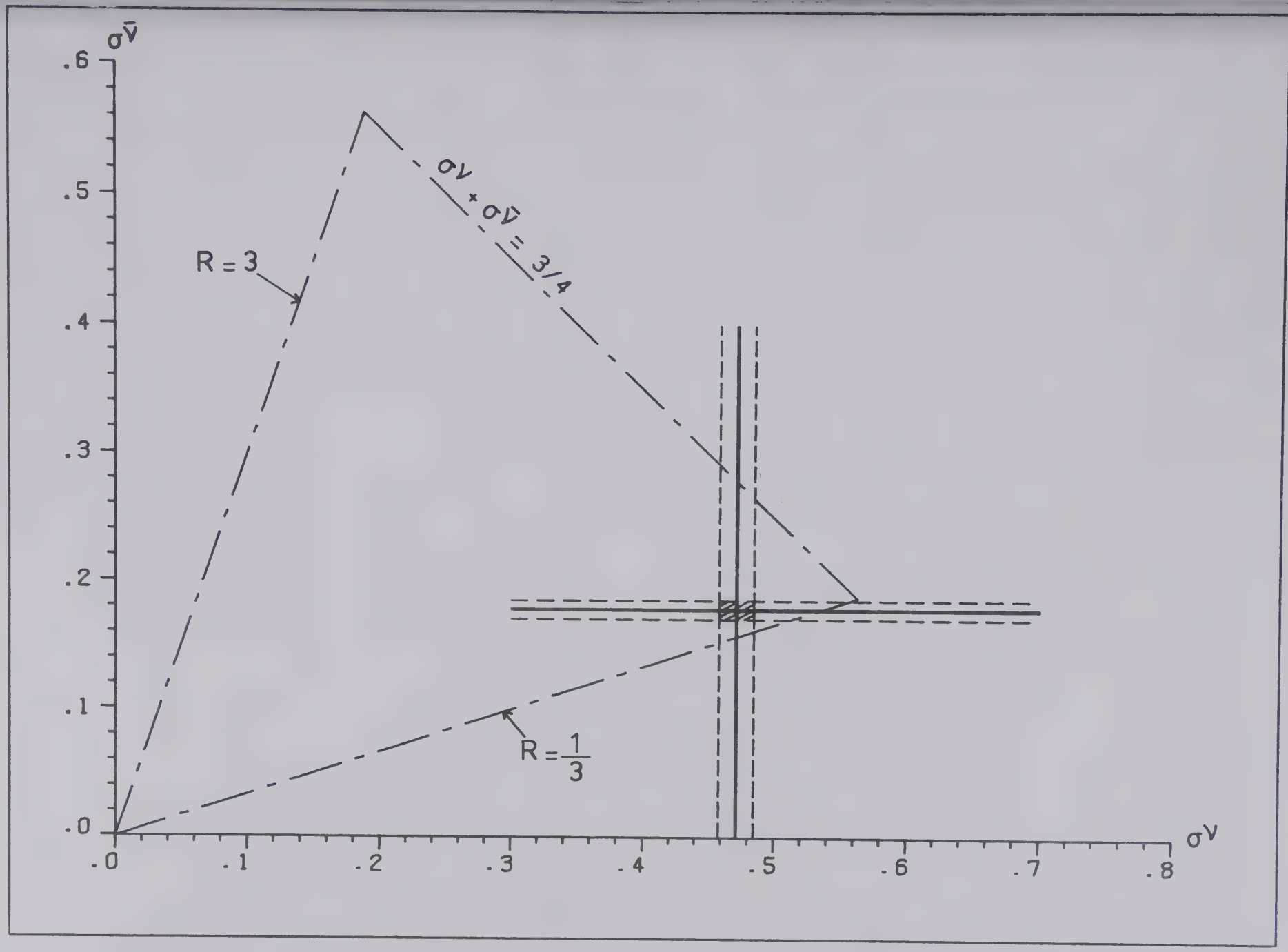


Figure 3.3_ Représentation du plan (σ^{ν}, $\sigma^{\bar{\nu}}$)

Ce résultat est illustré par la figure 3.3 . Les résultats de l'électroproduction et de la neutrinoproduction sont compatibles, ce qui nous incite à aller plus loin et à utiliser les résultats de SLAC pour séparer les différentes contributions.

4. - Contribution des différents constituants (Ref. 3.15).

4.a - Contribution de gluons, de quarks non-étranges, de quarks étranges et d'antiquarks.

Dans un modèle où le nucléon serait uniquement formé de quarks et d'antiquarks, la conservation de l'énergie et de l'impulsion implique :

$$U + D + S + \bar{U} + \bar{D} + \bar{S} = 1$$

En utilisant les expressions 3.31 et 3.32 pour évaluer le premier membre de cette équation, nous obtenons :

$$U + D + S + \bar{U} + \bar{D} + \bar{S} = \frac{9}{4(2-9\sin^2\theta_c)} \left[(4-9\sin^2\theta_c)\ (I^{ep} + I^{en}) - (\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}}) \right]$$

$$= 0.60 \begin{matrix} + 0.16 \\ - 0.10 \end{matrix}$$

Pour satisfaire à la conservation de l'énergie impulsion, on suppose que le nucléon est aussi formé de partons neutres par rapport aux interactions faibles et électromagnétiques : les "gluons". La fraction ε de l'impulsion du nucléon qu'ils emportent est égale à :

$$\varepsilon = 0.40 \begin{matrix} + 0.10 \\ - 0.16 \end{matrix}$$

$$U + D + \bar{U} + \bar{D} = \frac{3}{2(2-9\sin^2\theta_c)} \left[\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}} - 9\sin^2{}_c\,(I^{ep} + I^{en})\right]$$

$$S + \bar{S} = \frac{15}{4(2-9\sin^2\theta_c)} \left[\frac{3}{5}(4-3\sin^2\theta_c)\,(I^{ep} + I^{en}) - (\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}})\right]$$

soit :

$$U + D + \bar{U} + \bar{D} = 0.49 \pm 0.02$$

$$S + \bar{S} = 0.12^{+\,0.17}_{-\,0.12}$$

La contribution des quarks étranges est compatible avec zéro.

En utilisant la différence des sections efficaces neutrinos et antineutrinos (3.31), nous pouvons séparer la contribution des quarks non étranges de celle des antiquarks non étranges.

$$\begin{matrix} U + D \\ \bar{U} + \bar{D} \end{matrix} = \frac{3(\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}})}{4(2-9\sin^2\theta_c)} - \frac{27\sin^2\theta_c}{4(2-9\sin^2\theta_c)}\,(I^{ep} + I^{en}) \begin{matrix} + \\ - \end{matrix} \frac{3(\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}})}{2(2-3\sin^2\theta_c)}$$

Avec les valeurs expérimentales et avec l'erreur sur $(\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}})$ obtenue en écrivant :

$$\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}} = \sigma^{\nu}\,(1 - R)$$

$$U + D = 0.49 \pm 0.02$$

$$\bar{U} + \bar{D} = 0.01^{+\,0.02}_{-\,0.01}$$

Ce résultat indique que la contribution des antiquarks est négligeable devant la contribution des quarks.

4.b - Proportions dans un modèle d'équipartition

Pour séparer individuellement les différents termes U , D, S, $\bar{U}$, $\bar{D}$, $\bar{S}$ nous sommes obligés de faire une hypothèse supplémentaire. Nous suposerons que les partons emportent en moyenne la même fraction de l'énergie du nucléon. Cette hypothèse

simple n'est pas forcément vérifiée dans le modèle des quarks-partons : elle conduit cependant à des résultats qu'il est intéressant d'étudier ; elle se traduit par :

$$\int_0^1 Xu(X)\, dX = \left\langle \frac{U}{N} \right\rangle \text{, etc ...}$$

Les paramètres U, D, S, $\bar{U}$, $\bar{D}$, $\bar{S}$, représentent alors les proportions de quarks p, n, λ, $\bar{p}$, $\bar{n}$, $\bar{\lambda}$ dans le nucléon et ε la proportion de gluons.

Les relations 3.26 dues à la conservation de la charge, de l'isospin et de l'étrangeté du proton s'écrivent :

$$\begin{aligned} U - \bar{U} &= \left\langle \frac{2}{N} \right\rangle \\ D - \bar{D} &= \left\langle \frac{1}{N} \right\rangle \qquad 3.39 \\ S - \bar{S} &= 0 \end{aligned}$$

Avec ces trois relations et les quatre résultats expérimentaux de la neutrino-production σ^{ν}, $\sigma^{\bar{\nu}}$ et de l'electro-production I^{ep}, I^{en}, nous pouvons calculer sept paramètres U, D, S, $\bar{U}$, $\bar{D}$, $\bar{S}$, $\left\langle \frac{1}{N} \right\rangle$

En utilisant les relations 3.32, nous obtenons :

$$\left\langle \frac{1}{N} \right\rangle = \frac{\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}}}{2} \qquad 3.40$$

$$\left\langle \frac{1}{N} \right\rangle = 0.16 \pm 0.01$$

Ce résultat est donc en faveur d'un <u>petit nombre de partons</u>.
Avec les relations 3.28, nous obtenons :

$$3\,(I^{ep} - I^{en}) = (U - D + \bar{U} - \bar{D})$$

en combinant avec 3.39 et 3.38

$$\frac{U - D}{\bar{U} - \bar{D}} = \frac{3}{2}\,(I^{ep} - I^{en}) \pm \frac{1}{2(2-3\sin^2\theta_c)}\,(\sigma^{\nu} - \sigma^{\bar{\nu}}) \qquad 3.41$$

En tenant compte des résultats obtenus précédemment, nous en déduisons :

$$U = 0.33 \pm 0.02 \qquad \bar{U} = 0.01 \,{}^{+\,0.02}_{-\,0.01}$$

$$D = 0.16 \pm 0.02 \qquad \bar{D} = 0. \;{}^{+\,0.02}$$

Nous retrouvons donc la faible proportion quasi-nulle d'antiquarks. Mais nous devons remarquer que ce modèle nous donne un rapport U/D voisin de 2, ce qui nous fait immédiatement penser au proton constitué de 2 quarks p et d'un quark n.

Maintenant que nous avons séparé les différentes contributions il est interessant de reporter ces valeurs dans les relations 3.30, en notant bien qu'ici U, D, $\bar{U}$, $\bar{D}$, se réfèrent au proton :

soit
$$\frac{\sigma^{\nu n}}{\sigma^{\nu p}} = \frac{U + \frac{1}{3}\bar{D}}{D + \frac{1}{3}\bar{U}}$$

et
$$\frac{\sigma^{\bar{\nu} p}}{\sigma^{\bar{\nu} n}} = \frac{\bar{D} + \frac{1}{3}U}{\bar{U} + \frac{1}{3}D}$$

numériquement
$$\frac{\sigma^{\nu n}}{\sigma^{\nu p}} \simeq \frac{\sigma^{\bar{\nu} p}}{\sigma^{\bar{\nu} n}} = 2{,}1 \pm 0{,}1$$

En tenant compte du fait que R est proche de 1/3 , les contributions relatives aux sections efficaces sont (Ref. 3.3) :

$$\sigma^{\nu n} : \sigma^{\nu p} : \sigma^{\bar{\nu} p} : \sigma^{\bar{\nu} n} = 6 : 3 : 2 : 1$$

Il serait intéressant à présent de confirmer par l'expérience ces résultats obtenus avec un modèle très restrictif. Les mesures de $\sigma^{\nu n} / \sigma^{\nu p}$ et $\sigma^{\bar{\nu} p} / \sigma^{\bar{\nu} n}$ donneraient directement les différentes

contributions U,D, etc ... et fourniraient un test beaucoup plus fort pour tous les modèles à quarks.

CHAPITRE III

-:-:-:-

DEVELOPPEMENTS RECENTS

L'observation récente d'interactions en faveur des processus à courants neutres

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \qquad \text{Réf. 3.16}$$

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^- \qquad \text{Réf. 3.17}$$

nous amène à réviser la théorie de Feymann - Gell-Mann qui n'inclut pas l'échange d'une particule neutre. Quelles en seront les conséquences pour les courants chargés ? Est-ce que nous pourrons aussi bien étudier la structure du nucléon ?

1.- Théories renormalisables

Les progrès théoriques actuels ont montré qu'il était possible à la fois d'unifier les interactions faibles et électromagnétiques et de supprimer les divergences qui apparaissaient lorsque l'on voulait calculer en théorie des perturbations des termes d'ordre supérieur. Ces théories nécessitent cependant soit :

- l'existence de courants neutres (Salam-Weinberg) (Réf. 3.18)
- de nouvelles particules : leptons lourds (Georgi-Glashow) (Réf.3.19).
- un mélange des deux : courants neutres et leptons lourds (Lee, Prentki et Zumino). (Réf. 3.20 et 3.21).

La présence de leptons lourds modifierait sensiblement nos conclusions. Leur possible désintégration avec présence d'un muon dans l'état final nous obligerait à tenir compte de termes supplémentaires dans le lagrangien. De plus leurs masses n'étant pas négligeables, nous devrions aussi tenir compte des contributions des fonctions de structure de $W_{4,5}(\nu, q^2)$ dans l'interaction semi-leptonique. Expérimentalement existent uniquement des limites inférieures sur les masses de ces particules hypothétiques (Réf. 3.22 et 3.23).

Le fait que les résultats expérimentaux sur $\langle\rho\rangle_{\nu,\bar{\nu}}$ sont compatibles avec les valeurs théoriques montre aussi que les leptons lourds ne

sont pas produits dans notre domaine d'énergie, du moins pas en grand nombre. Pour l'instant personne n'a pu les mettre en évidence ; nous nous bornerons à regarder les conséquences sur les courants chargés d'un modèle avec courants neutres (Salam-Weinberg).

2.- Modèle de Weinberg

La partie leptonique du lagrangien dans la théorie de Weinberg s'écrit :

$$L = \frac{i\,gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}\,\bar{\ell}\,\gamma_\mu\,\ell\,A_\mu \qquad \text{courant électromagnétique}$$

$$+ \frac{ig}{2}\left[\bar{\nu}\,\gamma_\mu\,\frac{1+\gamma_5}{2}\,\ell\,W^+_\mu + \bar{\ell}\,\gamma_\mu\,\frac{1+\gamma_5}{2}\,\nu W^-_\mu\right] \qquad \text{courant chargé faible}$$

$$\left.\begin{aligned} &+ \frac{i\bar{\ell}}{g^2+g'^2}\left[\gamma_\mu\,\frac{1-\gamma_5}{2}\,g'^2 + \frac{1+\gamma_5}{4}\,(g'^2 - g^2)\right]\ell Z_\mu \\ &+ \frac{i\sqrt{g^2+g'^2}}{2}\,\bar{\nu}\,\gamma_\mu\,\frac{1+\gamma_5}{2}\,\nu\,Z_\mu \end{aligned}\right\} \qquad \text{courant neutre faible}$$

où $\left(\frac{g}{2\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{G}{\sqrt{2}}$

$W^\pm_\mu$ représente le champ du boson intermédiaire chargé ($m_W > 37$ GeV/c^2)

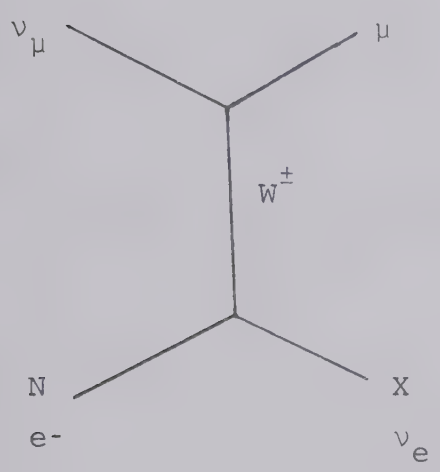
Z_μ " " " " neutre ($m_Z > 74$ GeV/c^2)

A_μ est le champ électromagnétique.

Cette théorie ne dépend que d'un seul paramètre θ_w défini par

$$\operatorname{tg}\,\theta_w = \frac{g'}{g}$$

Dans toute théorie on doit bien sûr retrouver une partie correspondant à l'ancien lagrangien effectif pour décrire tous les résultats bien connus jusqu'à présent (désintégration β , désintégration semi-leptonique, etc ...). Si les nombres leptoniques de l'électron et du muon sont conservés séparément, il est facile de constater que dans notre expérience avec un faisceau de ν_μ et une cible constituée de protons, neutrons et électrons le courant chargé seul peut intervenir pour créer un muon chargé dans l'état final.



En ce qui concerne le lagrangien effectif utilisé dans notre analyse, il reste le même dans la théorie de Weinberg.

3.- Conséquences pour la structure du nucléon

Expérimentalement nous savons qu'il existe des transitions avec changement d'étrangeté pour le courant chargé. Par contre les limites très petites sur le rapport de branchement $K^\circ \to \mu^+ \mu^-$ nous indiquent que de telles transitions n'existent pas pour les courants neutres. Pour concilier ces deux faits expérimentaux, il faut élargir le groupe SU3 qui prévoit des contributions $\Delta S = 1$ pour les courants neutres. Une possibilité simple est alors d'élargir le groupe SU3 au groupe SU4, en plus des 3 quarks de base de SU3 nous aurons un quark supplémentaire p' qui se différenciera des autres par un nouveau

nombre quantique appelé "charme". De sorte que nous aurons par exemple :

	Q charge	I_3 isospin	Y	C charme
p'	2/3	0	0	1
p	2/3	1/2	1/3	0
n	-1/3	-1/2	1/3	0
λ	-1/3	0	-2/3	0

avec la relation

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} + \frac{2}{3} C$$

L'interaction élémentaire sur chaque quark par l'intermédiaire du courant chargé est alors décrite par le lagrangien phénoménologique (Réf. 3.25)

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu \left[\bar{p} \gamma_\mu (1+\gamma_5) n_c + p' \gamma_\mu (1+\gamma_5) \lambda_c \right]$$

où n_c et λ_c représentent :

$$\rightarrow n_c = n \cos \theta_{\text{cabibbo}} + \lambda \sin \theta_{\text{cabibbo}}$$

et

$$\lambda_c = -n \sin \theta_{\text{cabibbo}} + \lambda \cos \theta_{\text{cabibbo}}$$

Ce lagrangien possède les qualités requises mais nous devons remarquer que le quark p' peut être en particulier produit par l'interaction du neutrino sur un quark λ avec un coefficient $\cos \theta_{\text{cabibbo}}$, donc fortement.

Comme nous l'avons fait pour le modèle à 3 quarks, nous pouvons écrire les sections efficaces $\sigma^{\nu p}$, $\sigma^{\nu n}$, $\sigma^{\nu n}$, $\sigma^{\nu p}$ en unités $G^2 ME/\pi$ avec les

variables $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$, $c(x)$, $\bar{u}(x)$ ... probabilités de trouver les quarks p, n, λ , p', $\bar{p}$, ... avec une fraction x du moment du nucléon. Compte tenu du fait que le proton et le neutron doivent avoir au total respectivement les nombres quantiques ($Q = 1$, $I_3 = 1/2$, $S = 0$, C(charme)$= 0$) et ($Q = 0$, $I_3 = -1/2$, $S = 0$, $C = 0$), nous aurons

$$\sigma^{\nu p} = 2\int_0^1 x \left[d(x) + s(x) + \frac{1}{3}\left(\bar{u}(x) + \bar{c}(x)\right) \right] dx$$

$$\sigma^{\nu n} = 2\int_0^1 x \left[u(x) + s(x) + \frac{1}{3}\left(\bar{d}(x) + \bar{c}(x)\right) \right] dx$$

$$\sigma^{\bar{\nu} p} = 2\int_0^1 x \left[\bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \frac{1}{3}\left(\left(u(x) + c(x)\right)\right) \right] dx$$

$$\sigma^{\bar{\nu} n} = 2\int_0^1 x \left[\bar{u}(x) + \bar{s}(x) + \frac{1}{3}\left(d(x) + c(x)\right) \right] dx$$

Dans le modèle à 3 quarks et avec $\cos\theta_c = 1$, les fonctions de structure possédent une symétrie de charge. Dans ce modèle à 4 quarks du fait de la présence du quark p' avec un coefficient $\cos\theta_c$, la symétrie de charge des fonctions de structure $F_i(x)$ n'apparaît plus dans leur expression en fonction des $u(x)$, $\bar{u}(x)$, etc...

Essayons d'estimer la déviation à cette règle d'après nos résultats expérimentaux. Si nous écrivons le rapport des sections efficaces neutrinos et antineutrinos moyennées sur proton et neutron, avec les définitions précédentes de U, D, S, C, $\bar{U}$... nous obtenons :

$$R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = \frac{(U + D + 2C) + 3\,(\bar{U} + \bar{D} + 2\,\bar{S})}{3(U + D + 2S) + (\bar{U} + \bar{D} + 2\bar{C})}$$

Or nous avons déterminé expérimentalement que R est proche de 1/3, ce qui veut dire que les contributions des antiquarks ainsi que les contributions des quarks étranges et charmés sont petites devant les contributions des quarks p et n.

Nous pouvons essayer de donner une estimation numérique en supposant que tous les quarks, sauf les quarks p et n, contribuent de la même façon (réf. 3.25), soit :

$$\bar{u}(x) \simeq \bar{d}(x) \simeq s(x) \simeq \bar{s}(x) \simeq c(x) \simeq \bar{c}(x) \equiv \eta(x)$$

En posant $E = \int x\,\eta(x)\,dx$, nous aurons

$$\sigma^{\nu} = U + D + \frac{10}{3} E$$

$$\sigma^{\bar{\nu}} = \frac{1}{3}(U + D) + \frac{14}{3} E$$

$$\text{soit} \begin{cases} U + D = 0.45 \pm 0.02 \\ E = 0.006 \pm 0.002 \end{cases}$$

Les quarks autres que p et n contribuent peu, et nous pouvons alors toujours supposer qu'il y a symétrie de charge des fonctions de structure $F_i(x)$.

CONCLUSION

-:-:-

En guise de conclusion, nous rappellerons les résultats présentés dans cette étude.

L'utilisation de la grande chambre à bulles GARGAMELLE, associée à une nette amélioration du faisceau neutrino, a permis, pour la première fois, l'obtention d'un grand nombre d'évènements neutrino et antineutrino.

Parmi les améliorations apportées au faisceau neutrino, nous citons la mesure du spectre de production et l'enregistrement continu et automatique du flux de muons dans le blindage. Ceci a permis une estimation correcte de l'erreur qui a été ramenée à 9% entre 2 et 6 GeV et 12% au dessus de 6 GeV.

Outre le gain en nombre d'interactions, parmi les avantages dus à GARGAMELLE nous citons les grandes longueurs potentielles qui assurent une bonne identification et mesurabilité des traces et la détection des particules neutres. Il en résulte que les bruits de fond sont très petits et que les corrections à l'énergie visible pour obtenir l'énergie du neutrino incident ne sont que de 5% et 8% en moyenne, respectivement dans les interactions de neutrinos et d'antineutrinos.

Les résultats suivants portent sur 2 600 interactions de neutrinos et 1 000 interactions d'antineutrinos :

1. _ Sections efficaces totales

Les sections efficaces totales augmentent avec l'énergie, l'ajustement linéaire, entre 1 et 10 GeV, donne :

$$\sigma^{\nu} = (0.74 \pm 0.02)E \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad \left(E, \text{ énergie du neutrino en GeV}\right)$$

$$\sigma^{\bar{\nu}} = (0.28 \pm 0.01)E \times 10^{-38} \text{ cm}^2$$

Ceci est compatible avec l'hypothèse d'invariance d'échelle des fonctions de structure qui prédit la dépendance linéaire avec l'énergie.

2. Rapport des sections efficaces

Le rapport R des sections efficaces est indépendant de l'énergie et vaut :

$$R = 0.38 \pm 0.02$$

Ce résultat proche de 1/3 est compatible avec un nucléon composé de particules de spin 1/2.

3. Valeurs moyennes de $\rho = E\mu/E$

En mettant R sous la forme $R = \frac{1}{3}(1 + \varepsilon)$, $(\varepsilon = 0.14)$, nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{2} \leqslant \langle\rho\rangle^{\nu} \leqslant \frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{12}$$

$$\frac{3}{4} - \frac{\varepsilon}{24} \leqslant \langle\rho\rangle^{\bar{\nu}} \leqslant \frac{3}{4}$$

Ces valeurs sont compatibles avec les résultats expérimentaux :

$$\langle \rho \rangle^{\nu} = 0.54 \pm 0.04$$

$$\langle \rho \rangle^{\bar{\nu}} = 0.72 \pm 0.05$$

Le muon emporte en moyenne la moitié et les trois-quarts de l'énergie totale respectivement dans les interactions de neutrinos et d'antineutrinos.

4. Fonctions de structure

Ces résultats nous permettent d'évaluer les intégrales des fonctions de structure définies par :

$$F_i(x) = (F_i^{\nu p} + F_i^{\nu n})/2 = (F_i^{\bar{\nu} n} + F_i^{\bar{\nu} n})/2$$

$$\int x F_3(x)\,dx = 0.44 \pm 0.025$$

$$0{,}49 \pm 0.01 \leqslant \int F_2(x)\,dx \leqslant 0.50 \pm 0.01$$

$$0.87 \pm 0.04 \leqslant \frac{\int 2x\, F_1(x)\,dx}{\int F_2(x)\,dx} \leqslant 1$$

Cette dernière inégalité fournit un test de l'intégrale de la ralation de Callan-Gross :

$$2x\, F_1(x) = F_2(x)$$

5. Structure du nucléon

En plus de l'indication en faveur de constituants de spin 1/2, la mesure du rapport R des sections efficaces et les résultats de l'électroproduction ont permis de montrer

dans le cadre du modèle des "quarks-partons" d'une part que les nombres de quarks étranges et d'antiquarks sont compatibles avec zero, d'autre part que les "gluons" contribuent dans une proportion de $40 \begin{smallmatrix} + 10 \\ - 16 \end{smallmatrix}$ %.

Dans un modèle d'équipartition, le nombre moyen de partons est trouvé égal à 6.2 ± 0.3 et le rapport du nombre de quarks de type proton sur le nombre de quarks de type neutron est égal à $2.1 \pm 0,1$ dans le proton.

Pour étudier de façon plus précise la structure du nucléon, il est important de mesurer le rapport des sections efficaces neutrino et antineutrino sur proton et sur neutron.

Il est important également de répéter cette expérience à de plus grandes énergies qui, avec des transferts plus grands, seront une sonde plus fine pour la structure du nucléon.

APPENDICES

-:-:-

ALPHA	,50	1,50	2,50	3,50	4,50	5,50	6,50	7,50	8,50	9,50	10,50	11,50	12,50
1,25GEV/C	34,413	106,220	188,905	255,621	328,216	383,866	391,748	391,113	369,409	334,654	292,894	248,160	203,855
1,75GEV/C	33,505	101,467	174,583	230,114	282,917	302,492	313,098	302,495	277,507	243,385	205,483	167,342	131,655
2,25GEV/C	32,622	96,927	161,346	207,151	243,870	251,470	250,239	233,956	208,469	177,008	144,160	112,843	85,026
2,75GEV/C	31,761	92,590	149,113	186,480	210,213	209,054	199,999	180,946	156,606	128,733	101,137	76,094	54,912
3,25GEV/C	30,924	88,448	137,808	167,872	181,200	173,792	159,846	139,947	117,645	93,624	70,954	51,312	
3,75GEV/C	30,108	84,490	127,359	151,121	156,192	144,478	127,754	108,238	88,377	68,091	49,779	34,601	
4,25GEV/C	30,310	82,506	119,394	135,553	133,789	119,009	99,782	78,659	59,227	41,662	27,528	17,120	
4,75GEV/C	31,549	82,362	113,536	121,152	113,878	97,132	76,115	53,712	35,409	21,446			
5,25GEV/C	32,838	82,218	107,965	108,281	96,930	79,277	58,073	36,677	21,170	11,039			
5,75GEV/C	34,180	82,074	102,667	96,778	82,505	64,704	44,308	25,045	12,656	5,683			
6,25GEV/C	34,586	79,253	93,587	83,560	68,957	51,873	34,018	18,478	8,731				
6,75GEV/C	34,022	74,029	81,779	69,699	56,593	40,848	26,282	14,730	6,949				
7,25GEV/C	33,467	69,149	71,461	58,137	46,445	32,166	20,305	11,742	5,531				
7,75GEV/C	32,921	64,591	62,444	48,493	38,117	25,330	15,687	9,361					
8,25GEV/C	31,350	59,380	54,614	40,960	30,836	19,504	11,513	6,633					
8,75GEV/C	28,902	53,729	47,808	35,034	24,590	14,685	8,027						
9,25GEV/C	26,645	48,615	41,850	29,966	19,610	11,056							
9,75GEV/C	24,564	43,988	36,635	25,631	15,638	8,324							
10,25GEV/C	22,373	39,164	31,530	21,472	12,295	6,171							
10,75GEV/C	20,132	34,312	26,681	17,619	9,530	4,504							
11,25GEV/C	18,116	30,061	22,577	14,458	7,387	3,288							
11,75GEV/C	16,302	26,336	19,105	11,864	5,726	2,400							
12,25GEV/C	14,580	22,681	15,960	9,465	4,216	1,630							
12,75GEV/C	12,961	19,203	13,163	7,341	2,948	1,030							
13,25GEV/C	11,522	16,257	10,856	5,694	2,062	,651							
13,75GEV/C	10,243	13,764	8,953	4,416	1,442	,411							
14,25GEV/C	9,113	11,754	7,348	3,351	1,023	,272							
14,75GEV/C	8,113	10,125	6,002	2,486	,735	,188							
15,25GEV/C	7,223	8,722	4,903	1,845	,529	,130							
15,75GEV/C	6,431	7,514	4,004	1,369	,380								
16,25GEV/C	5,362	6,105	3,090	,989	,243								
16,75GEV/C	4,186	4,678	2,252	,696	,137								
17,25GEV/C	3,268	3,584	1,641	,490	,078								
17,75GEV/C	2,551	2,746	1,196	,344	,044								
18,25GEV/C	1,914	2,023	,844	,242	,028								
18,75GEV/C	1,379	1,432	,576	,170	,020								
19,25GEV/C	,994	1,014	,393	,120	,014								
19,75GEV/C	,716	,718	,268	,084	,010								

Appendice 1.a - Spectre de production de π^+ sur Beryllium

ALPHA	,50	1,50	2,50	3,50	4,50	5,50	6,50	7,50	8,50	9,50	10,50	11,50	12,50
1,25GEV/C	2,335	3,102	4,588	7,794	10,441	10,214	15,416	13,878	9,237	5,405	2,911	1,446	,663
1,75GEV/C	2,270	3,269	5,006	8,025	10,459	10,291	14,211	12,563	8,029	4,504	2,314	1,091	,473
2,25GEV/C	2,207	3,448	5,463	8,263	10,478	10,367	13,101	11,373	6,979	3,752	1,839	,824	,337
2,75GEV/C	2,146	3,630	5,961	8,507	10,496	10,445	12,077	10,296	6,066	3,126	1,462	,622	,241
3,25GEV/C	2,086	3,825	6,504	8,759	10,515	10,522	11,133	9,320	5,273	2,605	1,162	,469	
3,75GEV/C	2,028	4,031	7,097	9,019	10,533	10,601	10,263	8,437	4,583	2,170	,924	,354	
4,25GEV/C	1,994	4,254	7,391	9,058	10,208	10,130	9,171	7,313	3,920	1,828	,765	,288	
4,75GEV/C	1,983	4,495	7,347	8,874	9,569	9,181	7,945	6,070	3,299	1,557			
5,25GEV/C	1,972	4,751	7,303	8,693	8,971	8,322	6,883	5,038	2,777	1,326			
5,75GEV/C	1,961	5,020	7,260	8,517	8,410	7,543	5,963	4,181	2,337	1,129			
6,25GEV/C	1,919	5,087	7,055	8,039	7,562	6,396	4,768	3,116	1,668				
6,75GEV/C	1,848	4,854	6,703	7,311	6,521	5,074	3,519	2,085	1,011				
7,25GEV/C	1,780	4,660	6,369	6,649	5,624	4,026	2,597	1,395	,612				
7,75GEV/C	1,714	4,473	6,052	6,047	4,851	3,194	1,917	,933					
8,25GEV/C	1,648	4,278	5,593	5,396	4,093	2,542	1,429	,667					
8,75GEV/C	1,581	4,074	5,029	4,724	3,379	2,030	1,076						
9,25GEV/C	1,517	3,881	4,521	4,136	2,790	1,622							
9,75GEV/C	1,455	3,697	4,065	3,621	2,303	1,295							
10,25GEV/C	1,393	3,453	3,650	3,071	1,649	1,004							
10,75GEV/C	1,330	3,163	3,273	2,524	1,023	,756							
11,25GEV/C	1,270	2,897	2,935	2,074	,635	,569							
11,75GEV/C	1,213	2,654	2,632	1,704	,394	,429							
12,25GEV/C	1,136	2,414	2,296	1,384	,303	,314							
12,75GEV/C	1,044	2,181	1,948	1,110	,289	,224							
13,25GEV/C	,959	1,970	1,653	,890	,275	,160							
13,75GEV/C	,881	1,779	1,403	,714	,262	,114							
14,25GEV/C	,816	1,591	1,187	,569	,217	,069							
14,75GEV/C	,762	1,408	1,000	,451	,157	,036							
15,25GEV/C	,711	1,246	,843	,357	,113	,019							
15,75GEV/C	,664	1,102	,711	,283	,081								
16,25GEV/C	,600	,952	,576	,212	,052								
16,75GEV/C	,527	,803	,450	,150	,030								
17,25GEV/C	,462	,677	,351	,106	,017								
17,75GEV/C	,405	,571	,274	,075	,010								
18,25GEV/C	,315	,452	,206	,053	,006								
18,75GEV/C	,217	,336	,150	,037	,004								
19,25GEV/C	,149	,250	,109	,026	,003								
19,75GEV/C	,103	,186	,079	,018	,002								

Appendice 1.b - Spectre de production de K^+ sur Beryllium

ALPHA	.50	1.50	2.50	3.50	4.50	5.50	6.50	7.50	8.50	9.50	10.50	11.50	12.50
1.25GEV/C	.922	2.446	3.589	4.964	6.644	8.587	10.863	10.963	14.560	19.419	26.120	35.504	48.845
1.75GEV/C	.875	2.374	3.437	4.661	5.910	7.356	8.889	8.682	10.368	12.284	14.486	17.037	20.015
2.25GEV/C	.831	2.305	3.291	4.378	5.256	6.301	7.274	6.876	7.384	7.771	8.034	8.175	8.201
2.75GEV/C	.789	2.237	3.152	4.111	4.675	5.398	5.953	5.446	5.258	4.916	4.455	3.923	3.341
3.25GEV/C	.749	2.171	3.018	3.861	4.158	4.624	4.871	4.313	3.744	3.109	2.471	1.882	
3.75GEV/C	.710	2.108	2.890	3.626	3.698	3.961	3.986	3.416	2.666	1.967	1.370	.903	
4.25GEV/C	.677	2.004	2.734	3.334	3.277	3.342	2.848	2.519	1.766	1.138	.683	.381	
4.75GEV/C	.647	1.866	2.555	3.002	2.892	2.776	1.776	1.729	1.088	.603			
5.25GEV/C	.619	1.738	2.387	2.704	2.553	2.306	1.108	1.187	.670	.319			
5.75GEV/C	.592	1.618	2.231	2.435	2.253	1.916	.691	.815	.413	.169			
6.25GEV/C	.559	1.484	2.023	2.111	1.863	1.516	.513	.566	.254				
6.75GEV/C	.521	1.341	1.780	1.763	1.442	1.143	.453	.397	.157				
7.25GEV/C	.486	1.211	1.566	1.472	1.117	.861	.400	.279	.097				
7.75GEV/C	.453	1.094	1.378	1.229	.865	.649	.354	.196					
8.25GEV/C	.416	.972	1.175	.996	.666	.475	.269	.129					
8.75GEV/C	.377	.849	.970	.784	.509	.337	.175						
9.25GEV/C	.342	.741	.802	.616	.390	.239							
9.75GEV/C	.310	.648	.662	.485	.298	.170							
10.25GEV/C	.270	.547	.533	.373	.221	.117							
10.75GEV/C	.227	.447	.418	.280	.158	.078							
11.25GEV/C	.191	.365	.328	.210	.113	.052							
11.75GEV/C	.161	.298	.257	.158	.081	.034							
12.25GEV/C	.136	.245	.199	.116	.056	.021							
12.75GEV/C	.116	.203	.153	.084	.038	.011							
13.25GEV/C	.099	.168	.117	.061	.026	.006							
13.75GEV/C	.085	.139	.090	.044	.018	.003							
14.25GEV/C	.070	.108	.064	.027	.007	.001							
14.75GEV/C	.055	.078	.042	.015	.002	.000							
15.25GEV/C	.043	.057	.028	.008	.001	.000							
15.75GEV/C	.034	.041	.018	.004	.000								
16.25GEV/C	.020	.022	.008	.001	.000								
16.75GEV/C	.008	.009	.002	.000	.000								
17.25GEV/C	.004	.004	.001	.000	.000								
17.75GEV/C	.002	.002	.000	.000	.000								
18.25GEV/C	.001	.001	.000	.000	.000								
18.75GEV/C	.000	.000	.000	.000	.000								
19.25GEV/C	.000	.000	.000	.000	.000								
19.75GEV/C	.000	.000	.000	.000	.000								

Appendice 1.c - Spectre de production de π^- sur Beryllium

ALPHA	.50	1.50	2.50	3.50	4.50	5.50	6.50	7.50	8.50	9.50	10.50	11.50	12.50
1.25GEV/C	24.295	68.551	112.737	165.046	217.585	267.011	304.178	325.728	353.055	392.577	431.440	469.582	506.943
1.75GEV/C	23.591	66.423	106.982	151.083	188.757	220.052	241.296	246.930	247.869	249.341	245.158	236.081	222.996
2.25GEV/C	22.907	64.361	101.520	138.302	163.748	181.351	191.413	187.194	174.021	158.367	139.307	118.689	98.092
2.75GEV/C	22.243	62.363	96.338	126.601	142.052	149.457	151.842	141.909	122.174	100.585	79.159	59.670	43.149
3.25GEV/C	21.598	60.427	91.420	115.891	123.231	123.172	120.452	107.579	85.774	63.886	44.981	29.999	
3.75GEV/C	20.972	58.551	86.753	106.086	106.904	101.510	95.551	81.554	60.219	40.576	25.560	15.082	
4.25GEV/C	20.299	55.393	80.405	93.587	90.556	81.698	74.252	59.776	40.164	24.276	13.552	7.002	
4.75GEV/C	19.586	51.167	72.783	79.565	74.901	64.212	56.523	42.363	25.449	13.680			
5.25GEV/C	18.897	47.263	65.883	67.643	61.953	50.469	43.027	30.022	16.125	7.709			
5.75GEV/C	18.232	43.657	59.638	57.508	51.243	39.667	32.754	21.276	10.217	4.344			
6.25GEV/C	17.207	39.878	52.604	48.686	41.900	31.207	24.311	14.467	6.082				
6.75GEV/C	15.883	36.022	45.213	41.044	33.868	24.573	17.593	9.439	3.401				
7.25GEV/C	14.662	32.539	38.861	34.602	27.376	19.350	12.732	6.158	1.902				
7.75GEV/C	13.534	29.393	33.401	29.171	22.128	15.237	9.214	4.018					
8.25GEV/C	12.371	26.301	28.582	24.189	17.602	11.642	6.551	2.341					
8.75GEV/C	11.197	23.313	24.351	19.729	13.779	8.632	4.577						
9.25GEV/C	10.134	20.665	20.746	16.091	10.787	6.400							
9.75GEV/C	9.172	18.318	17.674	13.124	8.444	4.745							
10.25GEV/C	8.234	16.162	14.938	10.619	6.462	3.438							
10.75GEV/C	7.331	14.194	12.525	8.524	4.834	2.433							
11.25GEV/C	6.527	12.466	10.502	6.843	3.616	1.722							
11.75GEV/C	5.811	10.948	8.806	5.493	2.705	1.219							
12.25GEV/C	5.137	9.521	7.240	4.295	1.966	.827							
12.75GEV/C	4.508	8.199	5.837	3.272	1.387	.539							
13.25GEV/C	3.957	7.060	4.706	2.492	.979	.351							
13.75GEV/C	3.473	6.080	3.795	1.898	.691	.229							
14.25GEV/C	3.009	5.092	2.954	1.379	.390	.099							
14.75GEV/C	2.574	4.148	2.220	.956	.176	.028							
15.25GEV/C	2.201	3.379	1.669	.663	.079	.008							
15.75GEV/C	1.883	2.753	1.254	.459	.036								
16.25GEV/C	1.518	2.142	.921	.278	.015								
16.75GEV/C	1.154	1.591	.662	.146	.006								
17.25GEV/C	.877	1.182	.475	.077	.003								
17.75GEV/C	.666	.878	.341	.041	.001								
18.25GEV/C	.498	.641	.240	.021	.000								
18.75GEV/C	.366	.460	.166	.010	.000								
19.25GEV/C	.270	.330	.115	.005	.000								
19.75GEV/C	.198	.237	.079	.002	.000								

Appendice 1.d - Spectre de production de K^- sur Beryllium

ENERGIE GeV	ν_μ				$\bar{\nu}_\mu$			
	% $\bar{\nu}_\mu$(71)	%$\bar{\nu}_\mu$(72)	%ν_e	%$\bar{\nu}_e$	%ν_μ(71)	%ν_μ(72)	%$\bar{\nu}_e$	%ν_e
1.5	0.43	0.008	0.32	0.02	1.15	0.10	0.22	0.029
2.5	0.33	0.012	0.30	0.01	1.36	0.19	0.25	0.029
3.5	0.39	0.010	0.54	0.03	2.21	0.16	0.41	0.080
4.5	0.43	0.012	0.93	0.05	3.11	0.21	0.69	0.15
5.5	0.63	0.014	2.0	0.10	6.1	0.32	1.35	0.36
6.5	0.70	0.016	3.7	0.14	11.0	0.65	2.6	0.76
7.5	0.50	0.011	3.3	0.13	13.0	0.92	2.5	0.98
8.5	0.36	0.008	2.5	0.09	14.2	1.28	1.81	0.86
9.5	0.32	0.006	1.6	0.06	18.5	1.62	1.14	0.75
10.5	0.22	0	0.81	0.04	20.0	1.28	0.60	0.54

Appendice 2 - Bruit de fond d'$\bar{\nu}$ (ν) dans $\nu(\bar{\nu})$ et proportion de ν_e et $\bar{\nu}_e$

REFERENCES - INTRODUCTION

-:-:-:-:-:-:-

O.1 - W. PAULI, Rapport Septième Conseil de Physique, Solvay, Bruxelles (1933) (Gautiers-Villars, Paris, 1934)

O.2 - F. REINES et C.L. COWAN, Phys. Rev. 92 (1953) 830
- C.L. COWAN, F. REINES, F.B. HARRISON, H.W. KRUSE et A.D. Mc. GUIRE, Sciences 124 (1956) 103

O.3 - E. FERMI, Z. Physik 88 (1934) 161

O.4 - T.D. LEE et C.N. YANG, Phys Rev. 104 (1956) 254

O.5 - C.S. WU, E. AMBER, R.W. HAYWARD, Phys Rev. 105 (1957) 1413

O.6 - R.P. FEYNMAN et M.G. GELL-MANN, Phys. Rev. 109 (1958) 193

O.7 - G. DANBY, J.M. GAILLARD, K. GOULIANOS, L.M. LEDERMAN, N. MISTRY, M. SCHWARTZ, J. STEINBERGER, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36

REFERENCES PARTIE I

-:-:-:-

I.1 - CERN 63-37 The 1963 NPA Seminar

I.2 - CERN 69-28 Neutrino Meeting - The neutrino Experiment

I.3 - W. VENUS : Choice of target position for Gargamelle experiment - CERN-NPA/Int 69.9

I.4 - S Van der MEER, CERN 62-16

I.5 - G. ZIEBARTH 1970 Magnetic horn : stress calculation and pulse test TC-L/Int 69-19

I.6 - J.C. DUSSEUX, J.B.M. PATTISON et G. ZIEBARTH : The CERN magnetic hour and its remote handling system, CERN 72-11

I.7 - P. ACTIS et G. ZIEBARTH : Direct precision measurement of horn current, T C-L/Int 71-9

I.8 - J.C. DUSSEUX, J.M. MAUGAIN : Mesures magnétiques de la corne neutrino 1971 - Vérification de la symétrie du champ, TC-L/TF 71-10

I.9 - A. ASNER et Ch. ISELIN : CERN 65-17

I.10- M. HAGUENAUER et L. KLUBERG : A precise description of the shielding used in neutrino runs 1971, Internal Report XLL-03 (1972).

I.11 - W. VENUS : Programme NUFLUX, non publié

I.12 - H. WACHSMUTH : Programme DISMUNÜ, non publié

I.13 - C.A. SERRE : CERN 67-5

I.14 - B. ROSSI : High energy particles

I.15 - M. HAGUENAUER et L. KLUBERG : programme Shield

I.16 - T. EICHTEN, D. HAIDT, J.B.M. PATTISON, W. VENUS, H.W. WACHSMUTH, O. WÖRZ, T.W. JONES, B. AUBERT, L.M. CHOUNET, P. HEUSSE et C. FRANZINETTI :

Nuclear Physics, 44B(1972) 333

- B. AUBERT, P. HEUSSE et L.M. CHOUNET : LAL 1259 (1971)

I.17 - D. BLOESS, J.B.M. PATISSON, G. PLASS, D. RUSCH, W. VENUS et H.W. WACHSMUTH :

Nuclear Instruments and Methods 91 (1971)605

I.18 - G. ZIEBARTH, ν Spectrum as affunction of energy in the range 20 to 28 GeV - NPA/Int 69-15

I.19 - SIMELEC, Montreal, Canada

I.20 - TH. EICHTEN, Dissertation, Aachen

I.21 - HEWLETT-PACKARD 2115 A

I.22 - F. BINON, S.P. DENISOV, V.A. KACHANOV, V.M. KUTYIN, J.P. PEIGNEUX, Yu.D. PROKOSHKIN, E.A. RAZUVAEV, R.S. SHUVALOV, M. SPIGHEL, J.P. STROOT,

Phys. Lett 30B (1969)

REFERENCES PARTIE II

-:-:-:-:-

II. 1 - The 1963 NPA Seminar. The neutrino experiment CERN 63-37

II. 2 - M. PATY : Thèse université de Paris (1965)

II. 3 - Topical conference on weak interaction CERN 69-7

II. 4 - International Colloquium on Bubble Chambers (Heidelberg) CERN 67-26

II. 5 - C.B. GIRARD TC-L/Int 72-9 (Thèse CNAM)

II. 6 - ALSTHOM (Belfort) et CREUSOT-LOIRE (Le Creusot)

II. 7 - SAMI et le JOINT FRANCAIS (Paris), HUBER (Pfäffikon)

II. 8 - SOPELEM (Paris)

II. 9 - VERRE ET QUARTZ (Paris)

II.10 - R. MORANO et J.P. PHARABOD : X-LL 04 (1972)

II.11 - B. DEGRANGE et V. BRISSON : On line analysis of Gargamelle photographs at Ecole Polytechnique (1970)

II.12 - Société CORADI, Zürich (Suisse)

II.13 - UNIVAC 418

II.14 - B. DEGRANGE et J. RAGUET : Third European Seminar on real time programming. ISPRA (Italie) 1973

II.15 - M. PATY et H. YOSHIKI :
Nuclear Instruments and Methods 39 (1966)133

II.16 - F. JACQUET, R. MORANO et J.P. PHARABOD :
Rapport interne Ecole Polytechnique X-LL 02 (1972)
LBCG, CERN Program Library

II.17 - C. PASCAUD, D. MORELLET, LAL 1227 (1970)

II.18 - L. BEHR, P. MITTNER :
Nuclear Instruments and Methods 20 (1963)448

II.19 - E.C.M. YOUNG, CERN 67.12

II.20 - J.P. VIALLE, Thèse à paraître

II.21 - D. HAIDT, communication privée

II.22 - A.M. LUTZ, Thèse à paraître

II.23 - T. EICHTEN, H. FAISSNER, F.J. HASERT, S. KABE, W. KRENZ, J. Von KROGH, J. MORFIN, K. SCHULTZE, G.H. BERTRAND-COREMANS, J. SACTON, W. Van DONINCK, P. VILAIN, D.C. CUNDY, D. HAIDT, M. JAFFRE, S. NATALI, P. MUSSET, J.B.M. PATTISON, D.H. PERKINS, A. PULLIA, A. ROUSSET, W. VENUS, H. WACHSMUTH, V. BRISSON, B. DEGRANGE, M. HAGUENAUER, L. KLUBERG, U. NGUYEN-KHAC, P. PETIAU, E. BELLOTI, S. BONETTI, D. CAVALLI, C. CONTA, E. FIORINI, C. FRANZINETTI, M. ROLLIER B. AUBERT, L.M. CHOUNET, P. HEUSSE, L. JAUNEAU , A.M. LUTZ, C. PASCAUD, J.P. VIALLE, F.W. BULLOCK, M. DERRICK, M.J. ESTEN, T.W. JONES, J. McKENZIE, A.G. MICHETTE, G. MYATT W.G. SCOTT.
Phys. Lett. 46B (1973) 274

II.24 - G.R. KALBFLEISCH, E.C. FOWLER et NAL-CALTECH Experiment,
NAL Proposal 254 et les ref. citées dans cette proposition.

REFERENCES DU CHAPITRE III

3.1- C.H. LLEWELLYN-SMITH :
"Neutrino reactions at accelerator energies."
Phys. Rep. Vol 3C n°5 (1972)
- voir aussi les réferences citées dans cet ouvrage.

3.2- J.D. BJORKEN :
Phys Rev. 179 (1969) 1547

3.3- E.A. PASCHOS :
"Théoretical interpretation of neutrino experiments."
NAL - Conf. 73/27 - THY.

3.4.- GROUPE HARWARD-PENSYLVANIA-WISCONSIN (NAL) :
Resultats présentés à la conf. de Bonn (1973)

3.5- E.A. PASCHOS et V.I. ZAKHAROV :
NAL-THY-94 (1972)

3.6- M. GOURDIN :
"Physique des neutrinos de haute energie."
Colloque de physique des particules, Vittel 1973.

3.7- R.P. FEYNMANN :
"Third topical conference in high energy collisions of hadrons, Stony Brook, N.Y. sept.1969
Phys. Rev. Letters, 23 (1969) 1415.
R.P. FEYNMANN :
"Photon-hadrons interactions."
Frontiers in physics.

3.8- C. BALTAY :
Los Angeles meeting of the Americain Physical Society (1972).

3.9- J.D. BJORKEN et E.A. PASCHOS :
Phys Rev. 185 (1969) 1975.
Phys Rev. D 1 (1970) 3151.

3.10- C.G. CALLAN et D.J. GROSS :
Phys. Rev. Letters, 22 (1969) 156.

3.11- D.J. GROSS et C.H. LLEWELLYN SMITH :
Nucl. Phys. B 14 (1969) 337.

3.12- R.P. FEYNMANN :
Proceedings of the Europhysics conference
Balatonfüred, Hungary (1972).

3.13- E.D. BLOOM, G. BUSCHHORN, RL. COTTRELL, D.H. COWARD,
H. DeSTAEBLER, J. DREES, C.L. JORDAN, G. MILLER,L. MO,
H. PIEL, R.E. TAYLOR, M. BREIDENBACH, W.R. DITZLER,
J.I. FRIEDMAN, G.C. HARTMANN, H.W. KENDALL et J.S. POUCHER.
SLAC. PUB 815 (1970) 907.

G. MILLER, E.D. BLOOM, G. BUSCHHORN, D.H. COWARD,
H. de STAEBLER, J. DREES, C.L. JORDAN, L.W. MO, R.E. TAYLOR,
J.I. FRIEDMAN, G.C. HARTMANN, H.W. KENDALL et R. VERDIER.
Phys. Rev. D5 (1972) 519.

3.14- C.H. LLEWELLYN-SMITH :
Nucl. Phys. B17 (1970) 277.

3.15- M. GOURDIN :
Nucl Phys B29 (1971) 601
Nucl.Phys B53 (1973) 509

3.16- F.J. HASERT, S. KABE, W. KRENZ, J Von KROGH, D. LANSKE,
J. MORFIN, K. SCHULTZE, H. WEERTS, G.H. BERTRAND-COREMANS,
J. SACTON, W. Van DONINCK, P. VILAIN, U. CAMERINI, D.C. CUNDY,
R. BALDI, I. DANILCHENKO, W.F. FRY, D. HAIDT, S. NATALI,
P. MUSSET, B. OSCULATI, R. PALMER, J.B.M. PATTISON,
D.H. PERKINS, A. PULLIA, A. ROUSSET, W. VENUS, H. WACHSMUTH,
V. BRISSON, B. DEGRANGE, M. HAGUENAUER, L. KLUBERG,
U. NGUYEN-KHAC, P. PETIAU, E. BELOTTI, S. BONETTI, D. CAVALLI,
C. CONTA, E. FIORINI, M. ROLLIER, B. AUBERT, D. BLUM,
L.M. CHOUNET, P. HEUSSE, A. LAGARRIGUE, A.M. LUTZ,
A. ORKIN-LECOURTOIS, J.P. VIALLE, F.W. BULLOCK, M.J. ESTEN,
T.W. JONES, J McKENZIE, A.G. MICHETTE, G. MYATT, W.G. SCOTT :
Phys. Letters, 46 B (1973) 138.

- J.P. VIALLE : Thèse à paraître

3.17- F.J. HASERT, H. FAISSNER, W. KRENZ, J. Von KROGH, D. LANSKE,
J. MORFIN, K. SCHULTZE, H. WEERTS, G.H. BERTRAND-COREMANS,
J. LEMONNE, J. SACTON, W.Van DONINCK, P. VILAIN, C. BALTAY,
D.C. CUNDY, D. HAIDT, M. JAFFRE, P. MUSSET, A. PULLIA,
S. NATALI, J.B.M. PATTISON, D.H. PERKINS, A. ROUSSET, W. VENUS,
H.W. WACHSMUTH, V. BRISSON, B. DEGRANGE, M. HAGUENAUER,
L. KLUBERG, U. NGUYEN-KHAC, P. PETIAU, E. BELLOTI, S. BONETTI,
D. CAVALLI, C. CONTA, E. FIORINI, M. ROLLIER, B. AUBERT,
L.M. CHOUNET, P. HEUSSE, A. LAGARRIGUE, A.M. LUTZ, J.P. VIALLE,
F.W. BULLOCK, M.J. ESTEN, T. JONES, J. McKENZIE, A.G. MICHETTE,
G. MYATT, J. PINFOLD, W.G. SCOTT :
Phys. Letters 46B (1973) 121.

- J.P. VIALLE : Thèse à paraître

3. 18- A. SALAM et J.G. WARD :
Phys. Letters 13 (1964) 168
S. WEINBERG :
Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1264
Phys. Rev. D5 (1972) 1412

3.19- H. GEORGI et S.L. GLASHOW :
Phys. Rev. Letters 28 (1972) 1494

3.20- J. PRENTKI et B. ZUMINO :
Nucl. Phys. B47 (1972) 99

3. 21-B.W. LEE :
Phys. Rev. D6 (1972) 1188

3.22- T. EICHTEN, T.H. DEDEN, F.J. HASERT, W. KRENZ, J. Von KROGH, D. LANSKE, J. MORFIN, H. WEERTS, G. BERTRAND-COREMANS, J. SACTON, W. Van DONINCK, P. VILAIN, D.C. CUNDY, D. HAIDT, M. JAFFRE, G. KALBFLEISCH, S. NATALI, P. MUSSET, J.B.M. PATTISON, D.H. PERKINS, A. PULLIA, A. ROUSSET, W. VENUS, H. WACHSMUTH, V. BRISSON, B. DEGRANGE, M. HAGUENAUER, L. KLUBERG, U. NGUYEN-KHAC, P. PETIAU, E. BELLOTI, S. BONETTI, D. CAVALLI, C. CONTA, E. FIORINI, C. FRANZINETTI, M. ROLLIER, B. AUBERT, L.M. CHOUNET, P. HEUSSE, A.M. LUTZ, J.P. VIALLE, F.W. BULLOCK, M.J. ESTEN, T.W. JONES, J. McKENZIE, G. MYATT, J.L. PINFORD :
Phys Letters, B 46 (1973) 281.

3.23- B.C. BARISH, J.F. BARTLETT, D. BUCHHOLZ, T. HUMPHREY, F.S. MERRITT, Y. NAGASHIMA, F.J. SCIULLI, D. SHIELDS, H. SUTER, G. KRAFCZJK et A. MASCHKE :
Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 410.

3.24- J. PRENTKI :
Cours donné au Collège de France (1973) non publié.

3.25- L.M. SEHGAL :
Aachen preprint

3. 26- K.G. WILSON :
Phys. Rev. 179 (1969) 1499
R. BRANDT et C. PREPARATA :
CERN preprint TH. 1208
Y. FRISHMAN :
Phys. Rev. Letters 25 (1970) 966

- H. FRITZSH et M. GELL-MANN :
CALT - 68 - 297.

3.27- D.H. PERKINS, in Proceedings of the XVI International conference on High Energy Physics ; Chicago, Batavia 4 (1972) 218.

3.28- T. EICHTEN, H. FAISSNER, S. KABE, W. KRENZ, J. VON KROGH, J. MORFIN, K. SCHULTZE, J. LEMONNE, J. SACTON, W. VAN DONINCK,

P. VILAIN, D.C. CUNDY, D. HAIDT, P. MUSSET, U. NGUYEN-KHAC,
S. NATALI, J.B.M. PATTISON, D.H. PERKINS, C.A. RAMM,
W. VENUS, H.W. WACHSMUTH, V. BRISSON, B. DEGRANGE,
M. HAGUENAUER, F. JACQUET, L. KLUBERG, P. PETIAU, E. BELLOTI,
S. BONETTI, M. BRINI-PENZO, C. CONTA, E. FIORINI,
C. FRANZINETTI, A. PULLIA, B. AUBERT, L.M. CHOUNET, P. HEUSSE,
L. JAUNEAU, A. LAGARRIGUE, A.M. LUTZ, C. PASCAUD, J.P. VIALLE,
F. BULLOCK, M.J. ESTEN, T.W. JONES, J. McKENZIE, A.G. MICHETTE
G. MYATT, R.H. SCHAFER, R.G. WORTHINGTON

Phys. Letters B 40 (1973) 593.

LISTE DES FIGURES - PREMIERE PARTIE

-:-:-:-:-:-:-

I.1 - Schéma de principe de production des neutrinos

I.2 - Vue d'ensemble du faisceau depuis l'éjection jusqu'au détecteur

I.3 - Production de $\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$ sur différentes cibles par rapport au Beryllium

I.4 - a. Schéma de la corne magnétique
b. Schéma du deuxième réflecteur R_2

I.5 - Courant dans la corne magnétique en fonction du temps

I.6 - Trajectoires dans la corne magnétique de particules focalisées et défocalisées, d'énergie 3 GeV

I.7 - Illustration du gain dû aux deux réflecteurs :
a. en nombre d'événements
b. dans le flux de muons

I.8 - Nombre de muons /cm^2 en fonction de l'enfoncement dans le blindage et de la distance à l'axe du faisceau

I.9 - Nombre de neutrinos dans Gargamelle en fonction de la distance à l'axe pour différentes énergies

I.10- Spectromètre du groupe CERN-ROME pour la mesure du spectre de production

I.11 - Vue du détecteur semi-conducteur et de l'ensemble semi-conducteur-amplificateur

I.12 - a. Schéma de principe du détecteur
b. Courant dans le semi-conducteur
c. Séparation du bruit de fond dans le comptage de muons

I.13 - Vérification de la symétrie cylindrique du faisceau

I.14 - Validité de l'extrapolation du rapport K/π

I.15 - a. Flux de muons (1971)
b. Flux de muons (1972)

I.16 - Spectre en énergie des neutrinos et antineutrinos et bruits de fond

I.17 - Sections efficaces élastiques

I.18 - Spectre en énergie des ν_e et $\bar{\nu}_e$

I.19 - Gain en nombre d'interactions au cours du temps.

LISTE DES FIGURES - DEUXIEME PARTIE

-:-:-:-:-:-:-

II. 1 - Vues d'ensemble de Gargamelle

II. 2 - Représentation en coupe de Gargamelle

II. 3 - a. Longueurs d'interactions
b. Erreurs sur les traces sortantes (muons)
c. Erreurs sur les traces qui interagissent (hadrons)

II. 4 - Vue d'ensemble de l'appareil de mesure

II. 5 - a. Diagramme E/p_x des candidats ν
b. Diagramme E/p_x des candidats $\bar{\nu}$

II. 6 - Distribution en p_y et p_z des évènements ν et $\bar{\nu}$

II. 7 - Distribution des abcisses des vertex des interactions ν et $\bar{\nu}$

II. 8 - Distribution radiale des interactions ν et $\bar{\nu}$

II. 9 - Diagramme E/p_x des traces entrantes

II.10 - Energie des évènements hadroniques

II.11 - Contamination due aux évènements hadroniques

II.12 - a. Nombre d'événements par bande d'énergie (lot ν)
b. Nombre d'événements par bande d'énergie (lot $\bar{\nu}$)

II.13 - Angle entre les lignes de vol des rayons γ pris deux à deux dans les événements à 3 γ

II.14 - Energie moyenne des rayons γ en fonction de leur multiplicité

II.15 - Distribution des longueurs d'interaction des neutrons

II.16 - Inelasticité des neutrons

II.17 - Energie moyenne des neutrons en fonction de l'énergie visible de l'interaction primaire

II.18 - Différence Δp entre l'impulsion de la trace qui interagit et son impulsion minimum déduite à partir des particules secondaires

II.19 - a. Distribution de $\Delta E/E$
b. Distorsion du spectre due aux erreurs expérimentales

II.20 - Spectre en énergie des événements ν et $\bar{\nu}$

II.21 - Sections efficaces totales en fonction de l'énergie

II.22 - Rapport des sections efficaces

II.23 - a. Distribution des impulsions des candidats muons
b. Distribution des impulsions des traces qui interagissent

LISTE DES FIGURES - TROISIEME PARTIE

-:-:-:-:-:-:-

III.1 - Représentation du plan (A,B)
($A = \int 2 x F_1 / \int F_2$, $B = \int x F_3 / \int F_2$)

III.2 - Prédictions de plusieurs modèles à quarks

III.3 - Représentation du plan (σ^{ν} , $\sigma^{\bar{\nu}}$) - comparaison avec l'électroproduction

LISTE DES PHOTOGRAPHIES

-:-:-:-:-:-

1. - Vue de Gargamelle

2. - Intérieur du tunnel de désintégration
La corne magnétique

3. - Ensemble de l'installation de Gargamelle

4. - Intérieur du corps de chambre de Gargamelle

5. - Appareil de mesure

6. - Interaction de neutrino

7. - Interaction d'antineutrino

REMERCIEMENTS

-:-:-:-

Il me reste enfin à exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui m'ont permis de réaliser ce travail.

Je prie Monsieur le Professeur L. LEPRINCE-RINGUET de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire. Je remercie également Monsieur le Professeur B.P. GREGORY de la confiance qu'il a bien voulu me témoigner.

Ma gratitude va ensuite à Monsieur le Professeur A. ROUSSET qui m'a accueilli dans son groupe ; son enthousiasme et ses précieux conseils m'ont constamment stimulé. Cette expérience a pu être faite grâce au soutien constant de Monsieur le Professeur A. LAGUARRIGUE ; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je remercie également Monsieur le Professeur J. PRENTKI pour la gentillesse avec laquelle il a bien voulu déchiffrer la partie d'interprétation théorique et pour sa patience au cours des discussions que nous avons eues.

J'ai une dette envers Ung NGUYEN KHAC : c'est grâce à ses nombreux conseils et à son aide, qu'il a prodigués avec une constante disponibilité dés mon entrée au laboratoire, que j'ai pu mener à bien ce travail.

Je voudrais exprimer à tous les physiciens du groupe : V. BRISSON, B. DEGRANGE, L. KLUBERG, P. PETIAU, le plaisir que j'ai eu à collaborer avec eux. Je remercie aussi les physiciens des laboratoires d'Aachen, Bruxelles, CERN, Londres, Milan et Orsay qui ont contribué à cette étude et tout spécialement les "indiens" qui, par leur travail acharné, ont permis de mener cette expérience à bon port.

Je tiens à mentionner ce que nous devons à l'effort de tous ceux qui ont mis en marche les tables de dépouillement et de mesures. B. DEGRANGE et J. RAGUET se sont dévoués pour la programmation ; ils l'ont fait avec maîtrise et efficacité.

F. JACQUET, avec l'aide de J.P. PHARABOD et R. MORANO, a assumé la lourde tâche de mettre en route le programme de reconstruction géométrique.

Ma gratitude va ensuite aux membres du personnel du CERN qui ont assuré, de main de maître, la réalisation technique de l'expérience. Je tiens à saluer la mémoire de J. LUTZ, chef du projet Gargamelle et de G. SETRIN, décédé accidentellement.

Je dois également beaucoup à l'équipe de la mesure du flux, en particulier à mes camarades d'Orsay : B. AUBERT, L.M. CHOUNET et Ph. HEUSSE, ainsi qu'à H. WACHSMUTH au CERN, dont j'ai apprécié la gentillesse tout au long de mes nombreuses sollicitations.

Ma reconnaissance va à tous ceux qui ont assuré le dépouillement des photos et la mesure des évènements.

Madame Aline HERVE et Mademoiselle Marie-Françoise LEVEAU ont réalisé la frappe avec amabilité et efficacité.

Mesdemoiselles Joelle DOUBLET et Claudine GUITTON ont assuré le tracé des figures.

Je remercie Monsieur P. JOLICLERCQ pour les photographies et Messieurs G. ARBOUSSE-BASTIDE et J. ORILLON pour le tirage.

J'ai bénéficié, au long de ce travail, d'une allocation attribuée par le Centre National de la Recherche Scientifique.

Ce dict, on apresta le soupper, et de surcroist feurent roustiz : seze beufz, troys genisses, trente et deux veaux, soixante et troys chevreaux moissonniers, quatre vingt quinze moutons, troys cens gourretz de laict à beau moust, unze vingt perdrys, sept cens becasses, quatre cens chappons de Loudunoys et Cornouaille, six mille poulletz et autant de pigeons, six cens gualinottes, quatorze cens levraux, troys cens et troys hostardes, et mille sept cens hutaudeaux.

Rabelais - Gargantua - chapître XXXVII

ACADÉMIE DE PARIS

UNIVERSITÉ DE PARIS VI

Place Jussieu - 75230 PARIS-CEDEX 05

SERVICE DE LA SCOLARITE

Bureau des Enseignements du 3e cycle

TÉLÉPHONE : 336-25-25 - 325-12-21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : D'ETAT

THESE DE : PHYSIQUE

NOM : Monsieur HAGUENAUER

Prénoms : Maurice

né le 29 Août 1946 à Dinsheim Dépt : Bas-Rhin

1ère THESE : " Mesure des sections efficaces d'intéraction de neutrino et d'antineutrino sur nucléon ."

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :

PRESIDENT.M.TEILLAC

EXAMINATEURS.MM.GREGORY

LAGARRIGUE

PRENTKI

Vu et Approuvé

PARIS, le 23 Janvier 1974

Le Président

de l'Université de PARIS VI

Sc.3e c. 72-09